ANNALES

DE

RADIOÉLECTRICITÉ

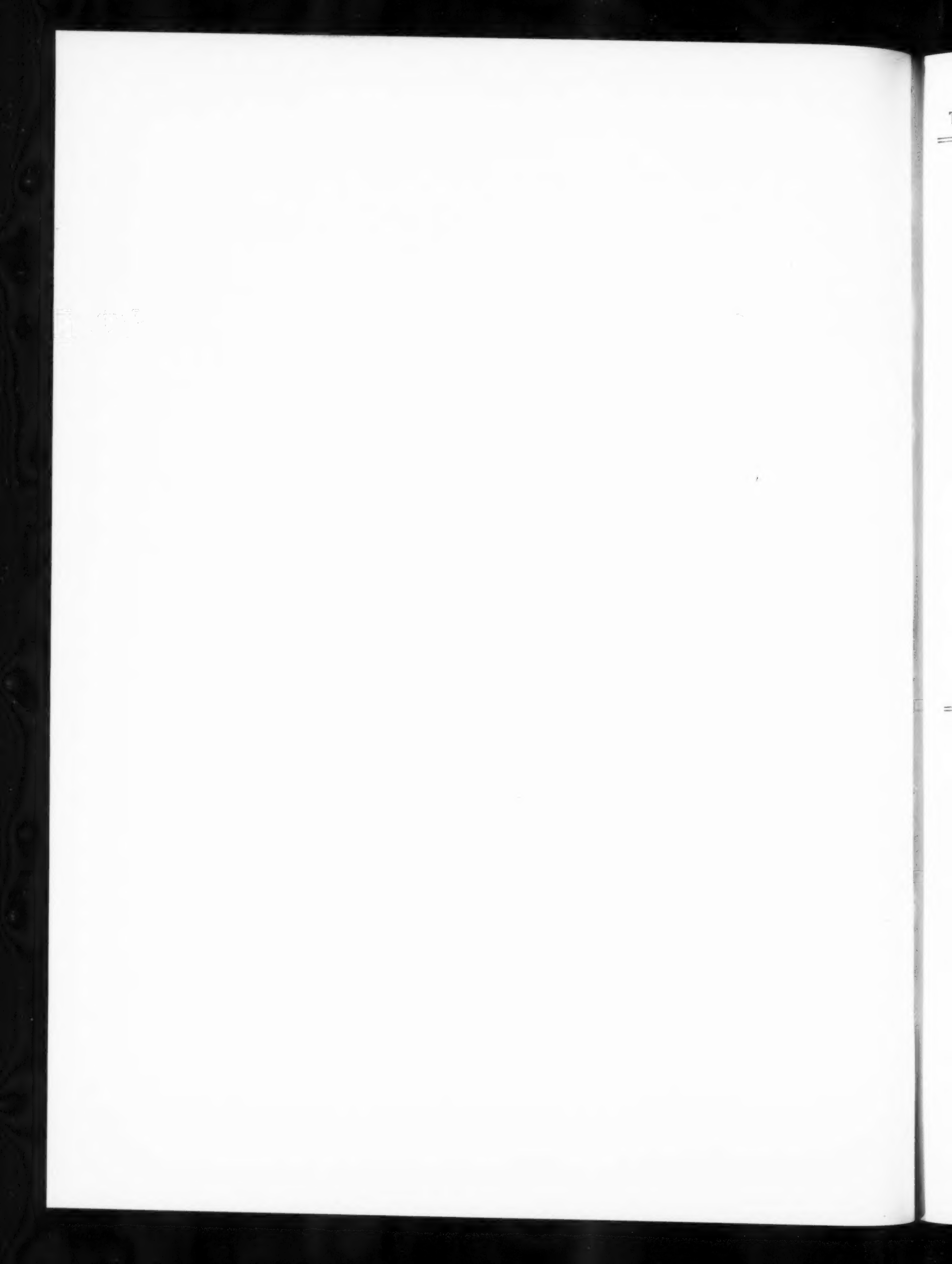
GROUPE DE LA COMPAGNIE GÉNÉRALE DE T.S.F.

79, Boulevard Haussmann, 79

PARIS

REVUE TRIMESTRIELLE

TOME XI. AVRIL 1956. N° 44.



TOME XI AVRIL 1956 N° 44

ANNALES
DE
RADIOÉLECTRICITÉ

GROUPE DE LA COMPAGNIE GÉNÉRALE DE T. S. F.

COMPAGNIES FRANÇAISES

COMPAGNIE GÉNÉRALE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL (CSF)
SOCIÉTÉ FRANÇAISE RADIOÉLECTRIQUE (SFR)
RADIO-FRANCE (RF)
RADIO-ORIENT (RO)
COMPAGNIE RADIO-MARITIME (CRM)
COMPAGNIE D'APPLICATIONS MÉCANIQUES A L'ÉLECTRONIQUE, AU CINÉMA ET A L'ATOMISTIQUE (CAMECA)
SOCIÉTÉ DE TRAITEMENTS ÉLECTROLYTIQUES ET ÉLECTROTHERMIQUES (STEL)
SOCIÉTÉ FRANÇAISE RADIOÉLECTRIQUE-AFRIQUE (SFRA)
SOCIÉTÉ ANONYME LE CONDENSATEUR CÉRAMIQUE (LCC)
COMPAGNIE INDUSTRIELLE DES MÉTAUX ÉLECTRONIQUES (CIME)
COMPAGNIE INDUSTRIELLE DES CÉRAMIQUES ÉLECTRONIQUES (CICE)

79, Boulevard Haussmann, PARIS

SOMMAIRE

H. GUTTON, H. FAMILIER et B. GINGER. — Étude de la modulation de fréquence appliquée à la mesure des distances. 107

H. FAMILIER et B. GINGER. — Le problème du calibrage dans les systèmes à modulation de fréquence. 118

J. P. VASSEUR. — Les transistors à jonctions aux fréquences élevées.. 125

P. PALLUEL. — Récents développements dans le domaine des tubes « Carcinotron O ». . . 145

R. JEAN et D. REVERDIN. — Le tube de commutation à couplage total. 165

Rédacteur scientifique : M. Robert WARNECKE

Prière d'adresser toute correspondance à la Compagnie Générale de T. S. F.,
Centre d'Information et de Documentation, 12, rue Carducci, Paris (19e).

ÉTUDE DE LA MODULATION DE FRÉQUENCE APPLIQUÉE A LA MESURE DES DISTANCES [1]

Par H. GUTTON, H. FAMILIER et B. GINGER,

Département « Recherches Générales » du Centre de Recherches Techniques de la Compagnie Générale de T. S. F.

Sommaire. — *Les auteurs étudient d'un point de vue théorique la précision ultime que l'on peut espérer atteindre dans la mesure de la distance instantanée d'un mobile isolé. Ils analysent l'effet des différents facteurs intervenant dans les radars à modulation de fréquence, ainsi que l'effet des données relatives au mobile poursuivi. L'étude est complétée par une série de graphiques donnant la variation des principaux termes correctifs en fonction des différents paramètres* (C. D. U. : 621.396.969.341.1 : 621.396.933.962.25.)

Summary. — *The authors investigate theoretically the ultimate accuracy which can be hoped for in the measurement of the instantaneous distance of an isolated moving target. They analyse the effects of the various factors intervening in frequency-modulated radars, together with the effect of the data on the target being followed. The investigation is followed by a series of graphs showing the variation of the main correction terms as functions of the various parameters* (U. D. C. : 621.396.969.341.1 : 621.396.933.962.25.)

1. GÉNÉRALITÉS.

Dans les systèmes de radar utilisant les impulsions, la distance est déterminée par la mesure du temps qui sépare le départ de l'impulsion de son retour. Cette mesure peut être affectée par la façon dont sont déterminés les flancs plus ou moins raides de l'impulsion émise, par le degré de détérioration qu'elle subit en cours de trajet, ainsi que par toute une série d'autres facteurs. Mais, compte tenu de ces facteurs, il s'agit là d'une mesure d'intervalles de temps.

Dans les radars à modulation de fréquence utilisant le battement, dans un récepteur, de l'onde directe d'un émetteur modulé en fréquence, avec l'onde réfléchie par un obstacle passif (ou par une balise répondeuse) dont il s'agit de déterminer la distance, la mesure dépend des caractéristiques de la modulation; c'est une mesure relative. Le problème du calibrage et celui de la forme de la modulation sont donc essentiels pour la précision.

C'est dans la mesure où l'on obtiendra un calibrage et une stabilisation rigoureuse de la modulation, qu'un tel système pourra atteindre et même dépasser dans certains cas la précision des systèmes à impulsions.

Il peut sembler, à première vue, qu'un système à modulation de fréquence ne peut l'emporter que grâce à la simplicité de sa mise en œuvre et uniquement dans les applications où cette simplicité doit constituer le facteur déterminant, cela au détriment de la précision. Plusieurs effets venant limiter la précision et imposant de nombreuses conditions restrictives, la réalisation d'un système de haute précision constitue un problème difficile.

Énumérons brièvement quelques-uns de ces effets inhérents à la modulation de fréquence :

1° Si la période de la modulation est trop faible il est impossible d'appliquer au système l'hypothèse des états quasi-stationnaires, car elle constitue alors une approximation insuffisante.

2° Si le Δf dépasse une certaine valeur, le retard de transmission dû à l'ensemble des circuits de l'émetteur, du récepteur, et éventuellement du répondeur, ne peut plus être négligé. Or ce retard n'est jamais parfaitement connu.

[1] Manuscrit reçu le 19 janvier 1956.

3° L'effet Doppler a la forme $\frac{2v}{\lambda}$. Pour certaines longueurs d'ondes (nous ne considérons ici que le domaine hyperfréquences de 30 à 3 cm), sa valeur peut être suffisamment faible pour qu'il soit possible de l'éliminer de la mesure sans que cette opération affecte la précision du résultat. Mais plus la fréquence augmente, plus cela devient difficile.

4° *Erreur fixe.* — Nous verrons plus loin sa définition. Disons tout de suite qu'elle est inhérente, elle aussi, à la modulation en fréquence de l'émetteur et que sa valeur est d'autant plus grande que le Δf est plus faible.

5° Dans un système physiquement réalisable, on ne peut pas faire varier la fréquence d'émission toujours dans le même sens. Le sens de la variation de fréquence s'inverse donc périodiquement (à chacun des maxima et minima) et il en résulte un effet que nous appellerons *erreur d'inversion.*

Tous ces effets sont liés au principe de la modulation de fréquence et ils se manifesteront dans tout système, même supposé parfait, réalisé sur ce principe. Il est important de distinguer nettement ces effets physiques de ceux qui résultent de la mise en œuvre imparfaite du système, et qui peuvent se traduire par des erreurs de calibrage, des fluctuations dues aux instabilités, etc. L'étude de ces différentes causes d'erreur montrera qu'un compromis entre les conditions restrictives qui en découlent est réalisable et que, par conséquent, on peut concevoir un système à modulation de fréquence extrêmement précis.

Pour bien situer le problème, rappelons quelques propriétés des systèmes à impulsions qui interviennent lorsqu'on recherche une grande précision :

a. L'erreur de mesure est pratiquement constante, quelle que soit la distance. Si nous supposons des flancs d'impulsions de l'ordre de 0,1 μs, cette erreur sera de l'ordre de 10 m. Performance moyenne aux courtes distances, mais à 50 km cela représente une erreur de 1/5000[e].

b. Pour transmettre de telles impulsions, la bande passante globale du système doit être de l'ordre de 5 Mc/s. Le bruit de fond sera donc loin d'être négligeable lorsque la portée croîtra et il tendra à détériorer les flancs des impulsions reçues.

c. Cette limitation peut être levée, dans certains cas, en remplaçant le réflecteur passif par un répondeur actif. Mais un répondeur doit être constitué, dans un système à impulsions, par un récepteur à large bande suivi d'un émetteur. Un tel équipement est beaucoup trop complexe dans la plupart des cas, le répondeur devant être installé à bord d'un mobile où les questions de poids, d'encombrement et de simplicité sont prépondérantes.

d. Compte tenu de ces limitations, le principe de la mesure dans les systèmes à impulsions est simple. Il faut mesurer le temps qui s'écoule entre le départ et le retour d'une impulsion et cette mesure peut se faire en utilisant un quartz comme élément de référence. C'est donc une mesure *quasi absolue.*

Dans les systèmes à modulation de fréquence, la relation donnant la distance peut s'écrire sous la forme suivante :

$$d = k\frac{T}{\Delta f}f_b, \tag{1}$$

d, est la distance à mesurer;
Δf, est la déviation de fréquence;
f_b, la fréquence de battement fournie par un indicateur qui peut être constitué par un fréquencemètre, un discriminateur ou un système à comptage discontinu;
T, la période de modulation;
k, un paramètre dont la valeur dépend de la loi de modulation adoptée.

On peut donc écrire

$$\frac{\delta d}{d} = \frac{\delta k}{k} + \frac{\delta(\Delta f)}{\Delta f} + \frac{\delta f_b}{f_b} \tag{2}$$

(nous négligeons, en écrivant cette équation, le terme $\frac{\delta T}{T}$. T étant obtenu à partir d'un oscillateur à quartz).

La relation (2) ci-dessus indique clairement que pour obtenir la détermination de la distance à partir de celle du battement f_b d'une manière très précise, il faut que :

1° la loi de la modulation soit correctement contrôlée $\left(\frac{\delta k}{k}\text{ aussi faible que possible}\right)$;

2° la déviation de fréquence reste absolument constante $\left[\frac{\delta(\Delta f)}{\Delta f}\text{ aussi faible que possible}\right]$.

Ces deux conditions constituent le problème de la *stabilisation du* Δf. Si le système doit donner le 1/1000[e], $\frac{\delta k}{k}$ et $\frac{\delta(\Delta f)}{\Delta f}$ doivent être de l'ordre de 1/2000[e] ou même 1/3000[e].

Si les conditions précédentes sont réalisées, nous

pouvons écrire

$$\frac{\delta d}{d} \sim \frac{\delta f_b}{f_b} \tag{3}$$

et considérer, dans l'équation (1), le rapport $\frac{k}{\Delta f}$ comme une constante. *Le calibrage consiste à déterminer la valeur de cette constante d'une manière aussi précise que possible.*

L'erreur commise sur le calibrage doit être nettement inférieure à celle qui entache la mesure du battement lui-même si l'on veut que ce soit celle-ci qui limite la précision du système. Il existe de nombreux procédés de calibrage mais tous ces procédés sont d'autant plus difficiles à mettre en œuvre que la précision exigée est grande.

Nous examinerons, dans la deuxième partie de cet exposé, les méthodes les plus précises et les erreurs qui les accompagnent. Nous devons étudier auparavant le problème de la modulation de l'onde émise. Nous avons parlé plus haut du paramètre k qui dépendait de la loi de modulation adoptée et nous avons fait intervenir, dans la relation (2), le terme $\frac{\delta k}{k}$ pour indiquer que cette loi de modulation devait être rigoureusement connue. Mais quelle doit être cette loi ? Y a-t-il des portions de la courbe de modulation qui doivent être contrôlées avec plus de rigueur que d'autres ? Des formes particulières de cette courbe réduisent-elles mieux que d'autres certaines erreurs ou contribuent-elles à faciliter tel procédé de calibrage ? Toutes ces questions nécessitent une étude attentive.

2. ÉTUDE DE LA LOI DE MODULATION.

2.1. Hypothèses et calcul.

La fréquence instantanée d'émission sera représentée, dans ce qui suit, par une fonction $f(t)$, sur laquelle nous ferons *a priori*, un certain nombre d'hypothèses qui seront discutées par la suite.

a. HYPOTHÈSES SUR LA FRÉQUENCE D'ÉMISSION $f(t)$. — La fonction $f(t)$ sera supposée :

1° continue (ainsi que ses dérivées successives);

2° périodique, de période T, de valeur moyenne f_m;

3° quasi stationnaire $\left(T \gg \frac{1}{f_m}\right)$;

4° monotone dans des intervalles égaux à $\frac{T}{2}$, et croissante ou décroissante dans ces intervalles [les dérivées première et seconde, $f'(t)$ et $f''(t)$, ne s'annulent pas simultanément];

5° symétrique au voisinage des fréquences extrêmes [la dérivée troisième $f'''(t)$ s'annule aux sommets].

b. HYPOTHÈSES SUR LA FRÉQUENCE DE RÉCEPTION $f_r(t)$. — On supposera que $f_r(t)$ est donnée par l'expression

$$f_r(t) = f(t - \tau) - f_D,$$

où $\tau = \frac{2d}{c}$ est le temps d'aller et retour de l'onde et $f_D = \frac{2vf}{c}$ la fréquence Doppler (avec $v > 0$ si l'obstacle s'éloigne à la vitesse v). De plus, on suppose vérifiées les inégalités

$$\tau \ll T,$$
$$f_D \ll \Delta f \ll f_m,$$

où l'on a posé

$$2\,\Delta f = f_{\max} - f_{\min}.$$

c. HYPOTHÈSES SUR L'ONDE DE BATTEMENT. — 1° On reçoit, après filtrage, une tension dont la fréquence instantanée est :

$$f_b = | f(t) - f(t - \tau) + f_D |;$$

2° on transforme cette tension en signaux rectangulaires;

3° on compte le nombre d'impulsions obtenues pendant un temps égal à T.

En posant

$$N' = \int_t^{t+T} f_b(t)\, dt,$$

le nombre N effectivement compté est l'un des deux entiers qui encadrent N'.

Il est facile de voir que le choix du temps de comptage $t_c = nT$, n étant un entier, permet l'annulation, en première approximation, de l'erreur Doppler [les hypothèses sur la loi de modulation $f(t)$ étant supposées remplies]. Cela vient de ce que l'effet Doppler augmente la fréquence de battement pendant la moitié de la période de modulation et la diminue pendant l'autre moitié.

L'hypothèse 3° ne restreint pas la généralité du calcul qui va suivre. En effet, tous les procédés de mesure de f_b se ramènent à la détermination du nombre d'alternances contenues soit dans nT (nous traitons ici le cas de $n = 1$), soit dans un

temps très long par rapport à la période. Celle-ci étant parfaitement connue, le deuxième cas se ramène évidemment au premier.

Observons, pour terminer, que la transformation de la tension de battement en signaux rectangulaires, jointe à l'hypothèse de stationnarité faite sur $f(t)$, permet de lever l'objection concernant l'utilisation de fréquences instantanées.

La figure 1 ci-après représente l'allure de $f(t)$ et $f_r(t)$ en supposant $v > 0$. Les ordres de grandeur n'ont évidemment pas été respectés sur la figure.

Les notations de la figure seront utilisées dans les calculs qui suivent. A et B représentent les points de fréquence minima et maxima.

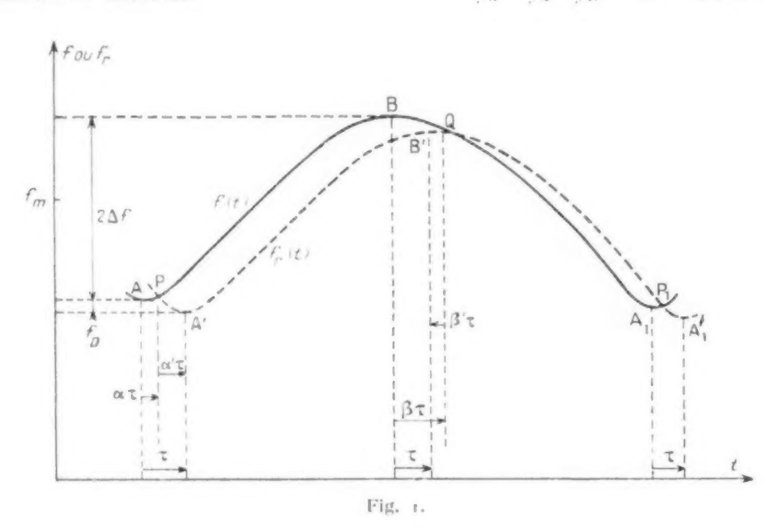


Fig. 1.

d. CALCUL DE N'. — Les valeurs de $f(t)$, $f'(t)$, ... en un point M seront notées f_M, f'_M, ..., la valeur de t sera notée t_M.

Nous prendrons les trois premiers termes du développement de $f(t) - f(t-\tau)$

$$(1)\quad N' = \int_P^Q \left[\tau f'(t) - \frac{\tau^2}{2} f''(t) + \frac{\tau^3}{6} f'''(t) + f_D\right] dt + \int_Q^{P_1} \left[-\tau f'(t) + \frac{\tau^2}{2} f''(t) - \frac{\tau^3}{6} f'''(t) - f_D\right] dt.$$

L'intégration, immédiate en tenant compte de la périodicité, donne

$$(2)\quad N' = 2\tau(f_Q - f_P) - \tau^2(f'_Q - f'_P) + \frac{\tau^3}{3}(f''_Q - f''_P) + 2 f_D\left(t_Q - t_P - \frac{T}{2}\right).$$

En exprimant f, f' et f'' en P et Q en fonction de leurs valeurs en A et B, et tenant compte de ce que $f'_A = f'_B = 0$ et $f'''_A = f'''_B = 0$, on trouve, avec les notations de la figure,

$$(3)\quad N' = 4\tau\Delta f + \tau^3\left[-\frac{1}{3}(f''_A - f''_B) + (\alpha f''_A - \beta f''_B) - (\alpha^2 f''_A - \beta^2 f''_B)\right] + 2 f_D \tau(\beta - \alpha).$$

Pour déterminer les expressions de α et β (qui sont évidemment des nombres algébriques), on peut introduire les inconnues auxiliaires α' et β', et écrire de deux façons les valeurs approchées de $f_{P'}$ et $f_{Q'}$.

En tenant compte des relations

$$f_{A'} = f_A - f_D \quad \text{et} \quad \alpha + \alpha' = \beta + \beta' = 1,$$

on obtient facilement

$$(4)\quad \begin{cases} \alpha = \dfrac{1}{2} - \dfrac{f_D}{\tau^2 f''_A}, \\ \beta = \dfrac{1}{2} - \dfrac{f_D}{\tau^2 f''_B}. \end{cases}$$

En portant ces valeurs dans (3), l'expression de N' devient, après simplifications,

$$(5)\quad N' = 4\tau\Delta f - \frac{\tau^3}{12}(f''_A - f''_B) + \frac{f_D^2}{\tau}\left(\frac{1}{f''_A} - \frac{1}{f''_B}\right).$$

Avec les hypothèses faites, on voit que *la forme de $f(t)$ n'intervient que par deux termes correctifs*, la seule quantité à contrôler étant la déviation totale de fréquence

$$2\Delta f = f_{max} - f_{min}.$$

Les termes correctifs dépendent uniquement du comportement local de $f(t)$ autour des fréquences

extrêmes. En particulier, la courbure en ces points agit en sens inverse sur les deux termes.

Le premier terme correctif, lié à l'inversion du sens de modulation, *est l'erreur d'inversion*. Le deuxième terme *est l'erreur Doppler*.

Nous allons maintenant discuter les différentes hypothèses énoncées au début de ce paragraphe.

Hypothèses sur la fréquence d'émission. — 1° L'hypothèse sur la continuité des dérivées exclut de notre calcul les modulations en dents de scie ou analogues. Mais, comme l'on sait par ailleurs (ou comme on le vérifie facilement par un calcul direct), pour ce genre de modulation, l'erreur d'inversion, par rapport au terme principal, est de l'ordre de $\frac{\tau}{T}$, et non de $\left(\frac{\tau}{T}\right)^2$ comme dans les cas traités.

2° Dans un système physiquement réalisable l'hypothèse sur la périodicité est évidente.

3° La condition de stationnarité est indispensable pour la validité physique des calculs.

4° La fonction doit être monotone, pour que les inversions du sens de modulation soient séparées par des temps égaux, ceci afin d'annuler le terme principal de l'erreur Doppler. Pour simplifier le calcul, nous avons supposé que $f'' \neq 0$ lorsque $f = 0$.

Cette hypothèse pourrait être remplacée, par exemple, par la suivante :

$$f' = 0 \quad \text{entraîne} \quad f'' = f''' = 0 \quad \text{et} \quad f^{(\text{IV})} \neq 0.$$

Mais ceci augmenterait considérablement les rayons de courbure en A et B et, par conséquent, l'erreur Doppler. Notre hypothèse est donc justifiée par des considérations pratiques.

5° L'hypothèse que $f(t)$ est localement symétrique autour des points A et B a de même été faite pour alléger les calculs. Elle est vérifiée dans la plupart des cas.

Hypothèses sur la fréquence de réception. — 1° La valeur de τ à introduire dans la formule appelle deux remarques :

— D'une part, si l'obstacle est mobile, τ varie pendant la période de modulation. L'erreur résultante sera examinée plus loin.

— D'autre part, τ est le temps d'aller-retour augmenté du retard τ' introduit dans les circuits. Cette question sera reprise dans un paragraphe ultérieur.

2° L'hypothèse $\tau \ll T$, indispensable pour la validité du calcul, est toujours vérifiée en pratique (τ de l'ordre d'une fraction de milliseconde, T de l'ordre d'une fraction de seconde).

3° La fréquence Doppler doit être très faible par rapport à l'excursion de fréquence, sinon l'expression $(f - f_D)$ garderait un signe constant au cours de la période de modulation, et d'après l'équation (1) l'erreur Doppler deviendrait égale à $f_D T$, quantité en général non négligeable devant $4\tau\Delta f$.

Par exemple si

$$f_D = 1 \text{ kc/s}, \qquad T = 0,1 \text{ s},$$
$$d = 15 \text{ km} \qquad \text{et} \qquad \Delta f = 1 \text{ Mc/s},$$

on trouverait que

$$f_D T = \frac{1}{4}(4\tau\Delta f).$$

Plus précisément, le calcul approché de f, f', f'' en P et Q n'est valable que si les points P et Q sont suffisamment voisins de A et B pour que le premier terme négligé dans les développements limités soit faible devant le dernier terme écrit. Les relations approchées utilisées sont alors valables, en particulier les relations (4). Or le premier terme négligé dans le développement de f_P est $\frac{\alpha^4\tau^4}{24} f_A^{\text{IV}}$, puisque nous avons supposé que $f'''_A = 0$.

Le dernier terme écrit étant $\frac{\alpha^2\tau^2}{2} f''_A$, leur rapport

$$\rho = \frac{\alpha^2\tau^2}{12}\,\frac{f_A^{(\text{IV})}}{f''_A}$$

risque de ne pas être négligeable si $|\alpha| \gg 1$.

Mais on peut alors, d'après (4), prendre pour valeur approchée de α

$$|\alpha| \sim \frac{f_D}{\tau^2 f''_A},$$

d'où

$$\rho \sim \frac{f_D^2}{12}\,\frac{f_A^{(\text{IV})}}{\tau^2 (f''_A)^3}.$$

Il suffit donc que l'inégalité

$$(6) \qquad f_D^2 \ll 12\,\tau^2 \left|\frac{(f''_A)^3}{f_A^{\text{IV}}}\right|$$

soit vérifiée pour la plus faible distance à mesurer, ainsi qu'une inégalité analogue au point B.

Explicitons, par exemple, cette inégalité dans le cas de la modulation sinusoïdale

$$f = f_m + \Delta f \sin\frac{2\pi t}{T},$$

d'où

$$f''_A = |f''_B| = \frac{4\pi^2}{T^2}\Delta f$$

et

$$|f_A^{iv}| = f_B^{iv} = \frac{16\pi^4}{T^4}\Delta f.$$

L'inégalité (6) s'écrit alors

$$f_D^2 \gg 48\pi^2(\Delta f)^2\left(\frac{\tau}{T}\right)^2.$$

Ceci précise l'hypothèse $f_D \gg \Delta f$.

D'autre part, l'hypothèse $\Delta f \ll f_m$ permet de négliger les variations de f_D au cours de la période de modulation.

2.2. **Étude des erreurs.**

Analysons maintenant les différentes erreurs entachant la mesure de la distance lorsqu'on prend pour d la valeur donnée par

$$(7) \qquad d' = \frac{cN}{8\Delta f}.$$

Nous poserons, dans ce qui suit

$$\delta d = (\text{distance lue}) - (\text{distance vraie}) = d' - d.$$

Erreur fixe. — On sait que l'on appelle ainsi l'erreur résultant de la phase indéterminée de l'onde de battement.

En prenant le cas le plus défavorable, N peut différer de N' d'une unité en plus ou en moins.

L'erreur relative sur τ, donc sur d, est alors

$$\frac{1}{4\tau\Delta f} = \frac{c}{8d\Delta f},$$

d'où l'erreur absolue maxima sur d

$$\delta_1 d = \frac{c}{8\Delta f}.$$

Remarquons que dans le cas d'un obstacle mobile dont la vitesse varie relativement lentement, une intégration de l'indication du compteur élimine pratiquement l'erreur fixe.

Erreur de moyenne. — On peut appeler ainsi l'erreur due à la variation de la distance pendant la période de comptage, c'est-à-dire T. La distance lue (en supposant une lecture instantanée) est la moyenne entre les valeurs au début et à la fin de la période; d'où

$$\delta_2 d = -\frac{vT}{2}$$

en supposant que v varie peu au cours d'une période.

Erreur d'inversion et erreur Doppler. — Pour expliciter ces erreurs, nous prendrons d'abord pour $f(t)$ la fonction la plus simple répondant aux hypothèses faites

$$f(t) = f_m + \Delta f \sin\frac{2\pi t}{T},$$

d'où

$$f''_A = -f''_B = \frac{4\pi^2\Delta f}{T^2}.$$

L'erreur d'inversion s'écrit alors, d'après (5),

$$\delta_3 d = -\frac{2\pi^2}{3}\frac{d^3}{c^2T^2}.$$

D'autre part, l'erreur Doppler devient

$$\delta_4 d = \frac{1}{8\pi^2}\frac{1}{d}\left(\frac{vf_mT}{\Delta f}\right)^2.$$

Dans le cas plus général d'une fonction non sinusoïdale, posons

$$f''_A = \mu_A^2\frac{4\pi^2\Delta f}{T^2},$$

$$f''_B = -\mu_B^2\frac{4\pi^2\Delta f}{T^2}$$

et

$$2\mu^2 = \mu_A^2 + \mu_B^2.$$

La quantité μ ainsi introduite est un nombre sans dimension, qui peut être inférieur ou supérieur à l'unité, et qui exprime dans quelle mesure le comportement de $f(t)$ aux alentours des sommets s'écarte de celui d'une sinusoïde de même fréquence et de même Δf total. Dans le cas où $f(t)$ est approximativement sinusoïdal, μ est lié au taux de distorsion harmonique.

L'expression (5) montre que l'erreur d'inversion est multipliée par μ^2, tandis que l'erreur Doppler est divisée par μ^2.

En agissant sur μ ou sur T, on peut ainsi annuler la somme algébrique des deux erreurs, pour une valeur donnée de d.

Erreur due aux circuits. — Les différents circuits accordés de l'émetteur, du récepteur, et éventuellement du répondeur, introduisent un retard de propagation τ' que nous allons calculer en faisant une hypothèse simplificatrice : nous supposerons que les différents éléments de la chaîne peuvent être représentés, au point de vue sélectivité, par une suite de n quadripoles en cascade, dont chacun possède une fonction de transfert analogue à celle d'un circuit antirésonnant, accordé sur la fréquence moyenne f_m.

Soit B_i la bande passante à 3dB du $i^{\text{ème}}$ circuit équivalent, le déphasage qu'il introduit est, pour une fréquence égale à f,

$$\Phi_i = -\operatorname{arc\,tg} \frac{2(f - f_m)}{B_i}$$

et le retard de groupe résultant s'écrit

$$\tau_i = -\frac{1}{2\pi} \frac{d\Phi_i}{df} = \frac{1}{\pi B_i} \frac{1}{1 + \left[\frac{2(f - f_m)}{B_i}\right]^2}.$$

Supposons pour fixer les idées que la modulation est sinusoïdale

$$f - f_m = \Delta f \sin \frac{2\pi t}{T}.$$

Le retard moyen, pendant une période de modulation, sera

$$\tau'_i = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \frac{1}{\pi B_i} \frac{dt}{1 + \left(\frac{2\Delta f}{B_i}\right)^2 \sin^2 \frac{2\pi t}{T}}.$$

En procédant par changement de variable, on trouve facilement

$$\tau'_i = \frac{1}{\pi B_i \sqrt{1 + \left(\frac{2\Delta f}{B_i}\right)^2}}.$$

Le retard total s'écrit alors

$$\tau' = \frac{1}{\pi} \sum_1^n \frac{1}{B_i \sqrt{1 + \left(\frac{2\Delta f}{B_i}\right)^2}}.$$

Dans l'application de cette formule, seuls interviennent les circuits hyperfréquence, puisqu'un déphasage de la tension de battement n'introduit pas d'erreur sur la distance. En pratique, on a toujours $\Delta f < B_i$, puisque $2\Delta f$ est inférieur à la bande passante résultante, elle-même inférieure à la plus petite valeur de B_i. Par exemple, si $\Delta f = 1$ Mc/s et $B_i = 10$ Mc/s, l'on a :

$$\left(\frac{2\Delta f}{B_i}\right)^2 < 5\ \%.$$

En définitive, l'erreur sur la distance s'écrit approximativement

$$\delta_5 d = \frac{c\tau'}{d} = \frac{c}{2\pi} \sum_1^n \frac{1}{B_i}.$$

Erreur de calibrage. — La valeur de c étant bien connue, il reste l'erreur de calibrage sur Δf, soit $\pm |\delta(\Delta f)|$.

L'erreur qui en résulte sur d est

$$\delta_6 d = \frac{\delta(\Delta f)}{\Delta f} d.$$

Tout le problème du calibrage consiste à rendre cette erreur aussi faible que possible. En résumé, une fois le calibrage réalisé, l'erreur commise sur la distance, à un instant donné, se compose de deux parties :

— Une partie de signe indéterminé, égale ou inférieure en valeur absolue à

$$\underbrace{\left|\frac{\delta(\Delta f)}{\Delta f}\right| d}_{\text{erreur de calibrage}} + \underbrace{\frac{c}{8\Delta f}}_{\text{erreur fixe}};$$

— Une partie déterminée en valeur et en signe et égale à

$$\underbrace{\frac{1}{8\pi^2} \frac{1}{\mu^2 d}\left(\frac{c f_m T}{\Delta f}\right)^2}_{\text{erreur Doppler}} - \underbrace{\frac{2\pi^2}{3c^2} \frac{\mu^2 d^3}{T^2}}_{\text{erreur d'inversion}} + \underbrace{\frac{c}{2\pi} \sum_1^n \frac{1}{B_i}}_{\text{erreur due aux circuits}} - \underbrace{\frac{cT}{2}}_{\text{erreur de moyenne}}.$$

CONCLUSION.

Si le compteur doit donner la distance, à un facteur de proportionnalité près, il faut que la somme algébrique des erreurs ne dépasse pas, soit en valeur absolue, soit en valeur relative, une certaine valeur que l'on s'impose. Supposons, par exemple, que l'on s'intéresse à l'erreur absolue, et que l'on soit maître de tous les paramètres, sauf la vitesse et la distance du but. Nous laisserons de côté l'erreur due aux circuits et l'erreur de moyenne, qui sont négligeables la plupart du temps en pratique.

Comme nous le verrons dans un autre exposé, l'erreur de calibrage comprend deux termes, et dépend de la méthode de calibrage utilisée. Dans la méthode proposée, l'erreur croît avec Δf, mais l'inverse peut être vrai pour d'autres méthodes.

L'erreur fixe n'est sensible que pour des buts fixes ou lentement mobiles, puisque dans le cas contraire on peut pratiquement l'éliminer en introduisant une constante de temps suffisante dans l'indicateur de distance. On diminue l'erreur fixe en augmentant Δf, mais on est rapidement arrêté dans cette voie par des considérations pratiques.

L'erreur Doppler peut devenir prépondérante, pour un mobile de grande vitesse, quand la distance est faible. On la diminue soit en diminuant la fréquence moyenne (si rien d'autre ne s'y oppose)

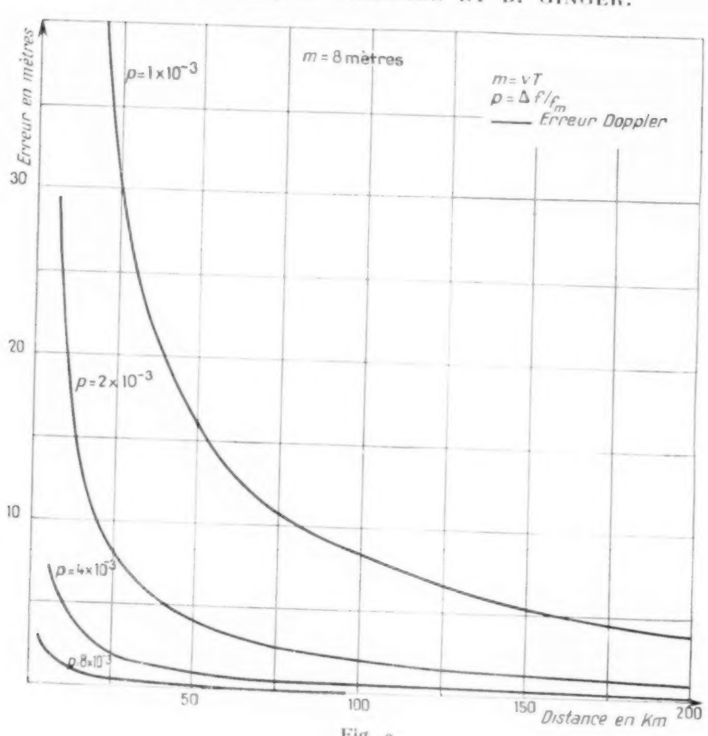


Fig. 2.

Erreur en mètres
$m = vT$
$p = \Delta f / f_m$
—— Erreur Doppler
– – – Erreur d'inversion
$m = 8$ mètres
300
$p = 0{,}5 \times 10^{-3}$
$v = 500$ m/s
200
$v = 200$ m/s
$p = 1 \times 10^{-3}$
100
$v = 100$ m/s
$p = 2 \times 10^{-3}$
$p = 4 \times 10^{-3}$
$p = 8 \times 10^{-3}$
50
100
150
200
Distance en Km

Fig. 3.

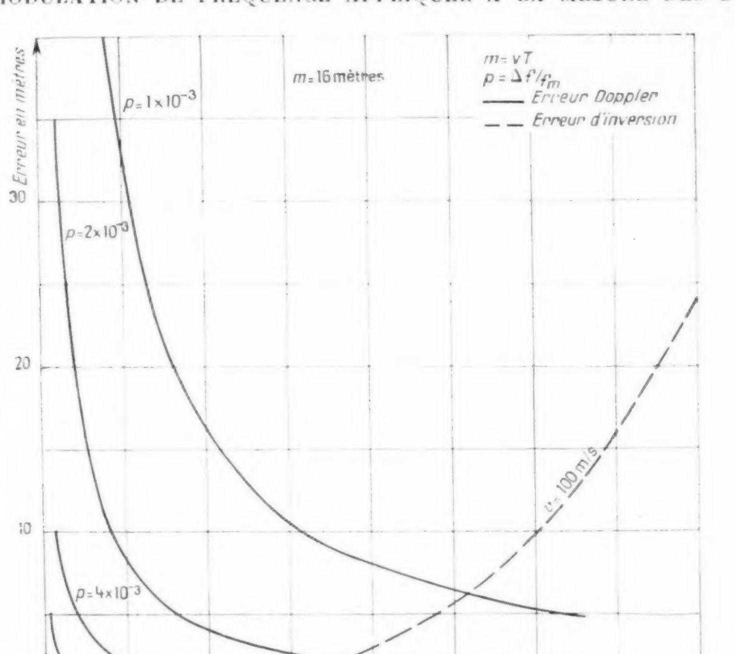

Erreur en mètres
30
20
10
m = 16 mètres
m = vT
p = Δf/fm
Erreur Doppler
Erreur d'inversion
p = 1×10⁻³
p = 2×10⁻³
p = 4×10⁻³
p = 8×10⁻³
v = 100 m/s
50
100
150
200
Distance en Km

Fig. 4.

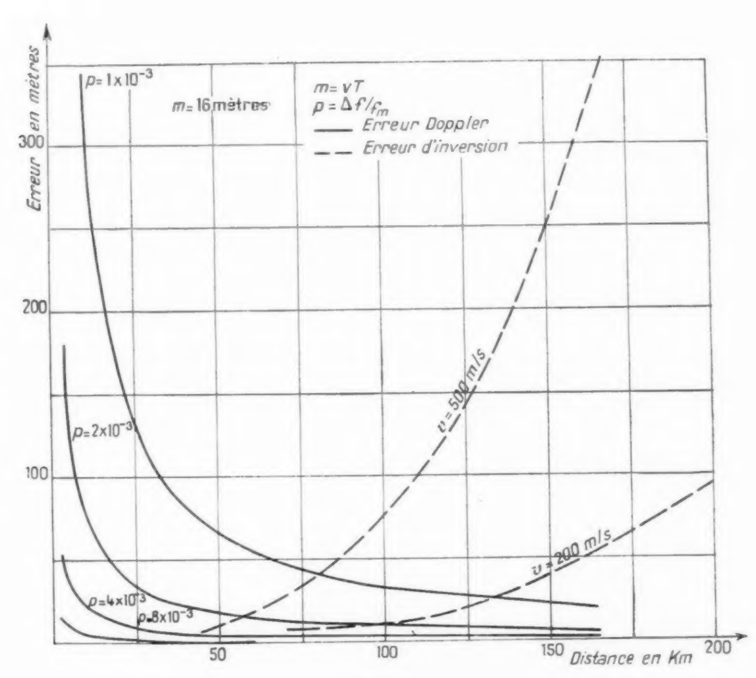
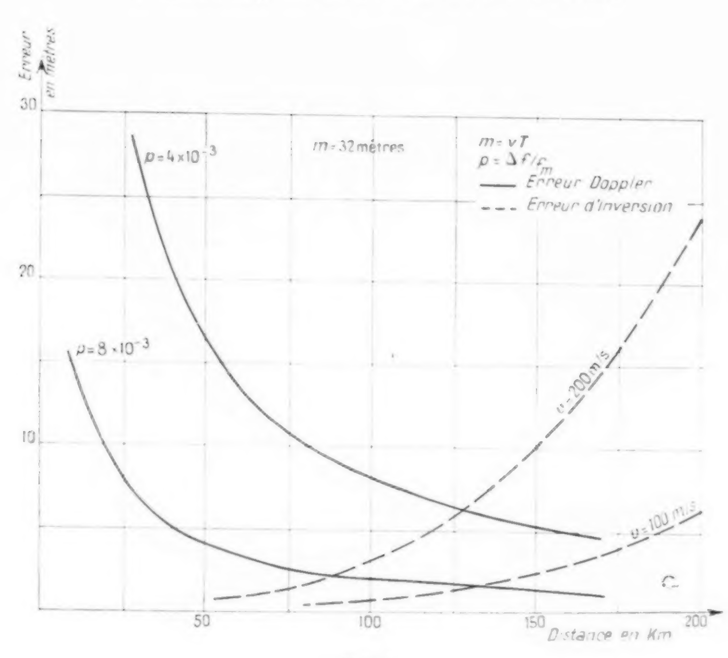
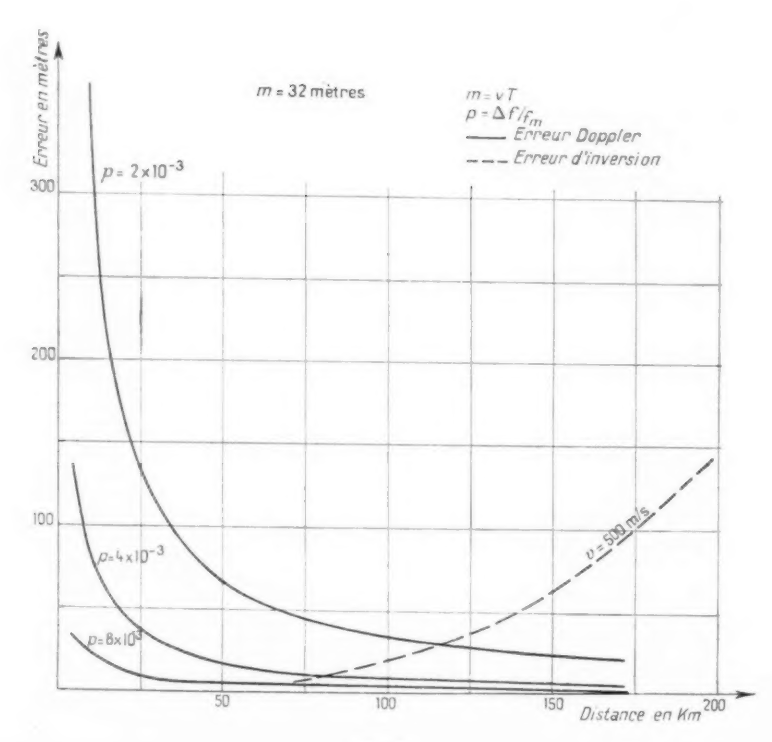

Erreur en mètres
300
200
100
m = 16 mètres
m = vT
p = Δf/fm
Erreur Doppler
Erreur d'inversion
p = 1×10⁻³
p = 2×10⁻³
p = 4×10⁻³
p = 8×10⁻³
v = 500 m/s
v = 200 m/s
50
100
150
200
Distance en Km

Fig. 5.



Erreur en mètres
30
20
10
50
100
150
200
Distance en Km
m = 32 mètres
m = vT
p = Δf/fm
Erreur Doppler
Erreur d'inversion
p = 4 × 10⁻³
p = 8 × 10⁻³
v = 200 m/s
v = 100 m/s

Fig. 6.



Erreur en mètres
300
200
100
50
100
150
200
Distance en Km
m = 32 mètres
m = vT
p = Δf/fm
Erreur Doppler
Erreur d'inversion
p = 2 × 10⁻³
p = 4 × 10⁻³
p = 8 × 10⁻³
v = 500 m/s

Fig. 7.

ou la période T de modulation, soit en augmentant Δf ou μ. Mais les paramètres T et μ agissent aussi, dans le sens opposé, sur l'erreur d'inversion. D'autre part, une valeur de μ sensiblement différente de l'unité (modulation non sinusoïdale) peut se répercuter sur l'erreur de calibrage. En pratique on peut prendre μ voisin de l'unité, et agir sur les autres paramètres.

On voit que le choix des différentes valeurs à donner aux paramètres dépend d'une manière assez complexe des données du problème. Les graphiques des figures 2 à 7, permettent de déterminer rapidement les différents termes d'erreur résultants d'un choix de paramètres donné.

En conclusion, après avoir étudié les causes d'erreur qui interviennent dans la télémétrie à modulation de fréquence, nous avons montré que des limitations multiples rendaient difficile, mais non impossible, un système de grande précision basé sur ce principe. La recherche d'un compromis entre ces diverses limitations constitue, du point de vue théorique, un problème essentiel.

PROBLÈME DU CALIBRAGE DANS LES SYSTÈMES A MODULATION DE FRÉQUENCE (¹).

Par H. FAMILIER et B. GINGER,

Département « Recherches Générales » du Centre de Recherches Techniques de la Compagnie Générale de T. S. F.

Sommaire. — *Les auteurs décrivent un procédé de mesure de la déviation de fréquence d'un émetteur modulé en fréquence. Le problème de la précision est étudié sous le double aspect de la sensibilité de la mesure et de la précision absolue de l'étalonnage. Quelques applications numériques montrent les possibilités et les limitations de la méthode*
(C. D. U. : 621.317.361 : 621. 396.962.25.)

Summary. — *The authors describe a process for the measurement of the frequency deviation in a frequency-modulated transmitter. The problem of the precision attained is considered from the point of view of measurement sensitivity and also of the absolute calibration. A few numerical applications show the possibilities and limitations of the method*
(U. D. C. : 621.317.361 : 621.396.962.25.)

1. GÉNÉRALITÉS.

Comme nous l'avons vu dans l'article précédent, l'erreur relative sur la déviation de fréquence Δf se répercute intégralement sur la précision de la mesure de distance. On se trouve en fait devant deux problèmes : celui du calibrage proprement dit, et celui de la stabilisation du Δf.

Nous allons décrire, dans ce qui suit, une méthode permettant de résoudre ces deux problèmes avec une grande précision. Mais auparavant, nous mentionnerons d'autres méthodes, plus simples en apparence, et les inconvénients qu'elles présentent.

Fixons-nous tout d'abord quelques ordres de grandeur : Si l'on a $f_m = 1000$ Mc/s et $\Delta f = 1$ Mc/s, une précision de 1 ‰ sur le Δf correspond à 1 kc/s, soit une variation de 10^{-6} par rapport à la fréquence moyenne. Ceci élimine pratiquemment les méthodes directes, basées par exemple sur l'emploi d'ondemètres ou de discriminateurs de fréquence.

D'autre part, utiliser un ondemètre ou un discriminateur après battement avec un oscillateur de fréquence fixe ne fait que reporter la difficulté sur la stabilisation de cet oscillateur (à moins de 10^{-6} près, par exemple). La même difficulté apparaît si l'on prend un oscillateur de référence de fréquence fixe f_0 égale à la fréquence moyenne f_m de l'onde modulée en fréquence, et si l'on module en amplitude cet oscillateur de référence à partir d'un quartz de fréquence F_0 égale au Δf désiré. On fait ainsi apparaître deux bandes latérales dont la différence de fréquence est l'excursion désirée. Mais l'égalité entre f_0 et f_m ne peut être assurée pendant un temps suffisamment long et avec une précision suffisante, et toute comparaison entre les deux oscillateurs est de ce fait très délicate.

Dans la méthode que nous allons décrire, on s'affranchit de cette difficulté en utilisant un quartz de fréquence F_0 sensiblement supérieure au Δf_0 désiré, la différence des fréquences étant plus grande que la dérive de l'un des oscillateurs par rapport à l'autre. Par exemple, si $f_m = 1000$ Mc/s, une marge de 100 kc/s correspond à une dérive de 10^{-4} de l'un des oscillateurs par rapport à l'autre. Cette condition peut être réalisée simplement grâce à la stabilité inhérente des oscillateurs placés dans les mêmes conditions de fonctionnement (même montage, même température, sources d'alimentation communes).

Les raies latérales obtenues à partir de la modu-

(¹) Manuscrit reçu le 25 janvier 1956.

lation en amplitude de l'oscillateur 3 (*fig.* 1 et 2) fournissent deux fréquences de référence dont l'écart est parfaitement connu et égal à $2F_0$. Ces raies, ainsi que l'onde fournie par l'oscillateur modulé

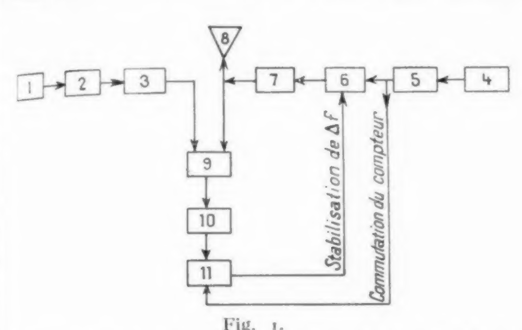


Fig. 1.

1. Pilote à quartz de fréquence F_0; 2. Modulateur; 3. Oscillateur de référence, de fréquence f_c, modulé en amplitude; 4. Oscillateur piloté par quartz; 5. Base de temps du système; 6. Modulateur; 7. Émetteur U.H.F., de fréquence moyenne f_m, modulé en fréquence; 8. Antennes d'émission; 9. Mélangeur auxiliaire; 10. Filtre passe-bas et amplificateur vidéo; 11. Compteur électronique et circuits associés.

en fréquence, sont envoyées dans un mélangeur auxiliaire 9 suivi d'un filtre passe-bas qui élimine les battements parasites avec la porteuse de l'oscil-

et N_2, comptées pendant les deux intervalles ne dépend que du Δf (et, par conséquent, ne dépend pas de la fréquence moyenne de l'oscillateur modulé en fréquence) (¹).

Soit $f(t)$ la fréquence instantanée de l'émetteur, f_m sa valeur moyenne, T la période de la modulation de fréquence.

Posons

$$f(t) = f_m + \Delta f\, g(t),$$

où $g(t)$ est une fonction sans dimensions, de période T, de valeur moyenne nulle, telle que

$$(1) \qquad \frac{1}{2}(g_{\max} - g_{\min}) = 1, \qquad \text{avec} \quad g_{\min} < 0$$

et Δf une quantité pratiquement constante pendant un intervalle de temps de quelques périodes, et qu'il s'agit de rendre égale à une certaine valeur Δf_0 constante fondamentale du système. Pour simplifier le calcul, nous ferons pour l'instant l'hypothèse suivante : $g(t)$ est une fonction symétrique impaire :

$$g\left(t + \frac{T}{2}\right) = -g(t)$$

et

$$|g_{\max}| = |g_{\min}| = 1.$$

Nous obtenons ainsi la figure 2 ci-dessous :

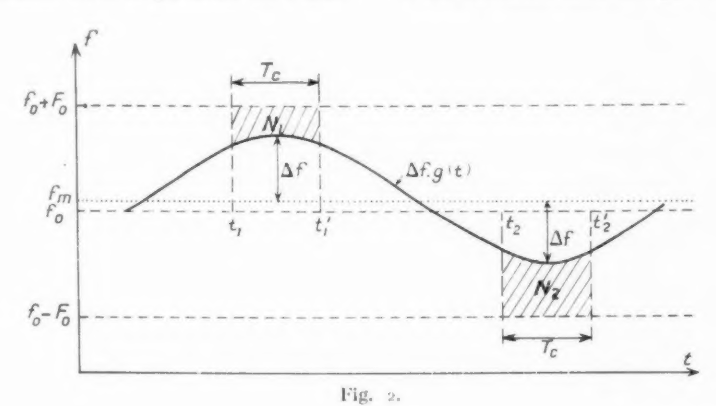


Fig. 2.

lateur de référence. L'oscillateur 4 piloté par un quartz de référence est suivi d'une base de temps 5 dont le rôle est double : 1° elle fournit la tension de modulation de période T et 2° elle débloque un compteur électronique pendant un temps T_c fraction de T. Les intervalles T et T_c sont ainsi connus avec la précision de l'oscillateur à quartz.

Supposons le compteur électronique remis à zéro à la fin de chaque période de modulation. Nous allons montrer que la somme des alternances N_1

Posons

$$f_0 - f_m = \delta f.$$

Nous ferons l'hypothèse fondamentale suivante : la

(¹) Pour la clarté de l'exposé nous avons envisagé un compteur arithmétique. On peut montrer que le résultat général est le même si l'on remplace ce type de compteur par un fréquencemètre de précision, commuté de la même manière. Il suffit alors de remplacer dans les raisonnements les nombres d'alternances par les fréquences moyennes.

stabilité moyenne des deux oscillateurs H. F. est telle que si l'on amène f_0 et f_m à égalité, la dérive *relative* δf ne dépasse pas, pendant les quelques minutes qui suivent, une certaine valeur $(\delta f)_{max}$, connue par avance. Par exemple, si nous admettons une dérive relative inférieure à 1/20 000e de la fréquence moyenne et en supposant $f_m = 1\,000$ Mc/s, nous pourrons prendre

$$(\delta f)_{max} = 50 \text{ kc/s}.$$

Il faut y ajouter éventuellement l'erreur commise dans l'appréciation de l'égalité entre f_0 et f_m.

En plus des hypothèses précédentes, nous supposerons encore que les variations de δf sont lentes par rapport à la période de modulation T, et que l'excursion de fréquence Δf ne diffère pas, avant stabilisation, de plus de quelques pour-cent de la valeur désirée Δf_0. Enfin, nous admettrons que $g(t)$ ne dépend pas de Δf, en première approximation au moins.

Reportons-nous au schéma de la figure 1. Le compteur 11 compte les alternances positives (ou négatives) de la tension de battement, préalablement transformée en signaux rectangulaires. Son circuit d'entrée est commuté de façon à ne compter qu'entre les instants t_1 et t'_1 d'une part, t_2 et t'_2 d'autre part, tels que $t'_1 - t_1 = t'_2 - t_2 = T'$ (voir *fig.* 2). Les instants t_1 et t'_1 sont situés symétriquement autour d'un sommet, et sont parfaitement définis à partir de l'oscillateur à quartz qui commande aussi le modulateur 6. De même pour t_2 et t'_2.

Le filtre passe-bas 10 élimine le battement entre $f(t)$ et f_0 (porteuse de l'oscillateur de référence). En effet, pendant les périodes de comptage, la fréquence de ce battement est nettement supérieure à celle du battement entre $f(t)$ et l'une des bandes latérales de l'oscillateur de référence. Le battement avec l'autre bande latérale ne passe évidemment pas non plus.

F_0 est choisi suffisamment grand pour que $f(t)$ soit toujours compris entre $f_0 + F_0$ et $f_0 - F_0$.

Soit $(\delta f)_0$ l'imprécision sur l'égalité entre f_0 et f_m, et ε l'écart relatif maximum, avant stabilisation, entre Δf et Δf_0. La condition concernant F_0 s'écrit alors (voir *fig.* 2)

$$(2) \qquad F_0 \geq (1 + \varepsilon)\Delta f_0 + (\delta f)_{max} + (\delta f)_0.$$

Mais une valeur de F_0 trop grande conduit à deux difficultés : une fréquence de comptage trop élevée et une séparation difficile des battements parasites.

En supposant, par exemple, $\Delta f_0 = 1$ Mc/s, $\varepsilon = 0{,}1$ $> (\delta f)_{max} = 50$ kc/s, $(\delta f)_0 = 50$ kc/s, on pourra prendre

$$F_0 - \Delta f_0 = 200 \text{ kc/s}.$$

Soient (*fig.* 2) N_1 et N_2 les nombres d'impulsions comptées pendant une période de modulation

$$N_1 = \int_{t_1}^{t'_1} \{[f_0 + F_0] - f_m + \Delta f\, g(t)\}\, dt$$

ou encore

$$(3) \qquad N_1 = (F_0 + \delta f)T_c - \Delta f \int_{t_1}^{t'_1} g(t)\, dt.$$

De même,

$$(4) \qquad N_2 = (F_0 - \delta f)T_c + \Delta f \int_{t_2}^{t'_2} g(t)\, dt.$$

Nous poserons

$$(5) \qquad I_c = \frac{1}{T_c}\int_{t_1}^{t'_1} g(t)\, dt = -\frac{1}{T_c}\int_{t_2}^{t'_2} g(t)\, dt.$$

I_c est un nombre sans dimensions, positif, toujours inférieur à l'unité, et tendant vers un lorsque T_c tend vers zéro.

Nous écrirons donc

$$N_1 = T_c(F_0 + \delta f - \Delta f\, I_c),$$
$$N_2 = T_c(F_0 - \delta f - \Delta f\, I_c).$$

Si nous effectuons la remise à zéro du compteur une fois par période, nous lirons

$$(6) \qquad N = N_1 + N_2 = 2T_c(F_0 - \Delta f\, I_c).$$

Nous voyons que N *ne dépend pas de* f_m.

Nous séparerons maintenant les deux problèmes : la stabilisation du Δf et le calibrage.

2. STABILISATION DU Δf.

Lorsque Δf s'écarte de la valeur désirée Δf_0, N devient différent de la valeur N_0 donnée par

$$(7) \qquad N_0 = 2T_c(F_0 - \Delta f_0\, I_c).$$

Sa variation

$$(8) \qquad dN = N - N_0 = -2T_c I_c(\Delta f - \Delta f_0)$$

sera d'autant plus grande, pour une valeur donnée de $(\Delta f - \Delta f_0)$, que la quantité

$$T_c I_c = \int_{t_1}^{t'_1} g(t)\, dt$$

sera plus grande.

On augmente donc la sensibilité en augmentant $T_c = t'_1 - t_1$. Mais on est limité par la fréquence

maximum de fonctionnement du compteur, et par la nécessité d'éliminer les battements parasites.

Posons $T_c = 2qT$ et faisons une application numérique en prenant

$$g(t) = \cos\frac{2\pi t}{T}, \qquad T = 0{,}05,$$

$$q = \frac{1}{16}, \qquad \text{d'où} \qquad T_c = 6\,250\ \mu\text{s}.$$

$$\Delta f_0 = 1\ \text{Mc/s}, \qquad F_0 = 1{,}2\ \text{Mc/s}.$$

On trouve

$$I_c = \frac{2}{T_c}\int_0^{qT} \cos\frac{2\pi t}{T}\,\mathrm{d}t = \frac{1}{2\pi q}\sin 2\pi q.$$

Posons encore, ce qui nous servira par la suite,

$$u(x) = \frac{\sin x}{x}.$$

Pour $x \leq 1$,

$$u(x) \sim 1 - \frac{x^2}{6} + \frac{x^4}{120},$$

d'où $u(2\pi q) = 1 - \frac{(2\pi q)^2}{6}$ à moins de $2 . 10^{-4}$ près pour $q \leq \frac{1}{16}$; il vient donc

$$I_c = u(2\pi q) \sim 0{,}975,$$
$$N_0 = 2T_c(F_0 - \Delta f_0 I_c) = 2\,812.$$

Cherchons quel $\mathrm{d}N$ correspond à une variation de 10^{-3} sur Δf, soit $\Delta f = 1{,}001$ Mc/s au lieu de 1 mc/s

$$\mathrm{d}N = -2T_c I_c(\Delta f - \Delta f_0) = -12.$$

La sensibilité est donc très grande, puisqu'une variation relative de 10^{-4} est décelable.

3. CALIBRAGE DU Δf.

Le calibrage revient à déterminer Δf_0, facteur de proportionnalité du système.

Certaines méthodes consistent à mesurer la distance d'une balise fixe, d'abord par un procédé classique (topographie ou radar), ensuite par le système de télémétrie à régler, et à faire coïncider les deux indications.

Mais la balise doit se trouver à une distance suffisamment grande pour que l'erreur fixe, égale à $\frac{c}{8\,\Delta f}$, soit une fraction négligeable de la distance. Par exemple si $\Delta f = 1$ Mc/s, $\frac{c}{8\,\Delta f} = 40$ m, ce qui représente encore une imprécision de 1 ‰ sur Δf_0 si $d = 40$ km. Ces méthodes ne sont donc pas à éliminer, mais présentent des difficultés non négligeables.

La méthode décrite dans ce paragraphe consiste à se fixer Δf_0 et à calculer le N_0 qui lui correspond, d'après la formule (7). Dans le second membre, toutes les quantités peuvent être connues avec grande précision, sauf I_c qui dépend de la fonction de modulation $g(t)$, difficile à déterminer avec exactitude. Mais on voit sur la figure 2, et l'on vérifie aisément, que $g(t)$ intervient d'autant moins que l'on reste plus au voisinage des sommets, c'est-à-dire que T_c est plus petit. Comme on vient de le voir, on est limité dans cette voie par la diminution de la sensibilité. Il faut qu'un $\mathrm{d}N$ d'une unité corresponde à une erreur sur Δf_0 inférieure à la limite qu'on s'est imposée *a priori*. Par exemple si dans l'application numérique précédente on prend $q = \frac{1}{64}$ au lieu de $\frac{1}{16}$, une erreur de 10^{-3} sur Δf_0 correspondra à $\mathrm{d}N = 3$ unités.

Plaçons-nous le plus près possible de la réalité physique accessible aux mesures. Il est facile d'obtenir une tension de modulation qui soit une sinusoïde pratiquement pure. Les distorsions interviennent dans la transformation tension-fréquence. On peut écrire

$$(9) \qquad \Delta f\, g(t) = av + bv^2 + cv^3 + \ldots,$$

$v(t)$ étant la tension de modulation, et a, b, c, des coefficients en général peu accessibles au calcul. Les différents harmoniques sont alors donnés par des formules classiques en fonction de a, b, c si $v(t)$ est une sinusoïde pure. De plus, dans ce cas les maxima et minima de $v(t)$ correspondent aux maxima et minima de $g(t)$, c'est-à-dire sont en phase ou en opposition de phase avec le fondamental.

Nous pouvons développer $g(t)$ en série de Fourier, en fonction de $\frac{2\pi}{T}$, en prenant $t = 0$ au sommet de la courbe

$$(10) \quad g(t) = \alpha_1 \cos\frac{2\pi t}{T} + \alpha_2 \cos\frac{4\pi t}{T} + \ldots + \alpha_n \cos\frac{2n\pi t}{T},$$

les coefficients α étant pris positifs ou négatifs suivant que l'harmonique correspondant est en phase ou en opposition de phase avec le fondamental, pour $t = 0$.

Remarquons que nous abandonnons l'hypothèse que

$$g(t) = -g\left(t + \frac{T}{2}\right).$$

Nous devons donc revenir aux expressions (3) et (4) pour calculer N_0.

Or

$$\int_{t_1}^{t'_1} g(t)\,\mathrm{d}t = 2\int_0^{qT}\left[\sum_1 \alpha_n \cos\frac{2n\pi q}{T}\right]\mathrm{d}t,$$

d'où

$$\int_{t_1}^{t'_1} g(t)\,\mathrm{d}t = \frac{T}{\pi}\sum \frac{\alpha_n}{n}\sin 2n\pi q;$$

de même

$$\int_{t_2}^{t'_2} g(t)\,\mathrm{d}t = \frac{T}{\pi}\sum \frac{(-1)^n\alpha_n}{n}\sin 2n\pi q,$$

d'où

$$(11)\quad \left\{\begin{aligned} N_1 + N_2 = 2F_0T_c \\ -2\Delta f\frac{T}{\pi}\times\sum_{p=0}^{\infty}\frac{\alpha_{2p+1}}{2p+1}\sin[(2p+1)2\pi q] \\ (p\ \text{entier}). \end{aligned}\right.$$

Les harmoniques pairs n'agiss nt pas sur N, mais uniquement sur Δf. Les harmoniques étant par hypothèse faibles, nous supposons que l'inégalité (2) est toujours vérifiée.

Pour $\Delta f = \Delta f_0$, et en se rappelant que $T = \frac{T_c}{2q}$, l'expression (11) s'écrit

$$N_0 = 2F_0T_c - 2\Delta f_0 T_c\sum_{p=0}^{\infty}\frac{\alpha_{2p+1}\sin[(2p+1)2\pi q]}{(2p+1)2\pi q}.$$

Posons encore

$$\frac{\sin[(2p+1)2\pi q]}{(2p+1)2\pi q} = u_{2p+1},$$

d'où

$$N_0 = 2T_0\left[F_0 - \Delta f_0\sum_0^{\infty}\alpha_{2p+1}u_{2p+1}\right].$$

Utilisons maintenant la relation (1)

$$\frac{1}{2}[g_{\max} - g_{\min}] = g(0) - g\left(\frac{T}{2}\right) = 1.$$

Nous avons, d'après l'expression (10),

$$\alpha_1 + \alpha_3 + \ldots = \Sigma\alpha_{2p+1} = 1.$$

Comme nous supposons que la distorsion est faible, α_1 est très grand devant tous les autres α, donc très voisin de l'unité, et les coefficients α_{2p+1}, pour $p \geq 1$, sont pratiquement égaux aux taux de distorsions, c'est-à-dire que

$$h_{2p+1} = \frac{\alpha_{2p+1}}{\alpha_1} \sim \alpha_{2p+1}$$

à condition de prendre $h < 0$ si l'harmonique correspondant est en opposition de phase à l'origine.

On peut donc prendre, pour le terme principal α_1, la valeur

$$\alpha_1 = 1 - \sum_{p=1}^{\infty} h_{2p+1}$$

et écrire

$$(12)\quad N_0 = 2T_0\{F_0 - \Delta f_0[(1 - h_3 - h_5 - \ldots)u_1 + h_3u_3 + h_5u_5 + \ldots]\},$$

où toutes les quantités sont accessibles aux mesures.

Pour déterminer N_0 à partir de Δf_0, ou inversement, avec une grande précision, deux méthodes peuvent être employées.

Méthode de la détermination des harmoniques.

On mesure les harmoniques de la courbe $\Delta f\, g(t)$, soit directement (à l'aide d'un discriminateur n'apportant pas lui-même de distorsions), soit par l'intermédiaire des coefficients a, b, c, introduits plus haut. Ces mesures, très délicates, ne peuvent donner qu'un ordre de grandeur des termes h_3, h_5, ...

D'autre part, elles supposent que la loi de modulation est stable, c'est-à-dire que les taux de distorsion ne varient pas dans le temps.

Méthode du faible temps de comptage.

Lorsque l'on fait tendre T_c, c'est-à-dire q, vers zéro, les coefficients u_1, u_3, ... tendent tous vers l'unité, et à la limite, comme on le voit d'après l'expression (12), N_0 ne dépend plus de la distorsion. Ce résultat est d'ailleurs évident sur la figure 2.

Cherchons à exprimer l'erreur commise en négligeant les harmoniques, pour $q \ll 1$. On peut alors écrire

$$u_1 \sim 1 - \frac{2\pi^2}{3}q^2,$$

$$u_3 \sim 1 - \frac{2\pi^2}{3}q^2.3^2,$$

$$u_5 \sim 1 - \frac{2\pi^2}{3}q^2.5^2.$$

Le terme entre crochets de l'expression (12) devient

$$(1 - h_3 - h_5 - \ldots)\left(1 - \frac{2\pi^2}{3}q^2\right) + h_3\left(1 - \frac{2\pi^2}{3}3^2.q^2\right) + h_5\left(1 - \frac{2\pi^2}{3}5^2.q^2\right) + \ldots$$

ou encore, à peu de chose près,

$$1 - \frac{2\pi^2}{3}q^2(1 + 3^2.h_3 + 5^2.h_5 + \ldots).$$

On obtient finalement

$$(13)\quad N_0 = 2T_c\left\{F_0 - \Delta f_0\left[1 - \frac{2\pi^2}{3}q^2(1 + 3^2.h_3 + 5^2.h_5 + \ldots)\right]\right\}$$

et l'erreur dN_0 commise en négligeant les harmoniques s'écrit

$$(14)\quad dN_0 = \frac{8\pi^2}{3}T\,\Delta f_0\,q^3(3^2.h_3 + 5^2.h_5 + \ldots),$$

tandis que l'erreur relative sur Δf_0 s'écrit

$$(15)\quad \frac{\delta(\Delta f_0)}{\Delta f_0} = \frac{2\pi^2}{3}q^2(3^2.h_3 + 5^2.h_5 + \ldots).$$

Mais, lorsque $q \to 0$, l'expression (15) n'a de sens que dans la mesure où dN_0, donné par (14), est supérieur à une unité, en valeur absolue. Faisons une application numérique, en prenant $q = \frac{1}{64}$. Supposons $h_3 = 2\ \%$, $h_5 = 0{,}5\ \%$, $h_7 = 0{,}25\ \%$ et négligeons les harmoniques supérieurs. En prenant toujours $T = 0{,}05$ s, $\Delta f_0 = 1$ Mc/s et $F_0 = 1{,}2$ Mc/s, on a, en appelant N'_0 le N_0 calculé en négligeant les harmoniques

$$(16)\quad N'_0 = 4qT\left[F_0 - \Delta f_0\left(1 - \frac{2\pi^2}{3}q^2\right)\right],$$

d'où

$$N'_0 = 630.$$

Calculons l'expression

$$3^2.h_3 + 5^2.h_5 + 7^2.h_7 \# 0{,}4.$$

Remarquons que nous avons supposé que tous les harmoniques étaient en phase à l'origine. En pratique, on peut s'attendre à une certaine compensation.

De plus, il est évident que la loi de décroissance des harmoniques doit être plus rapide que $\frac{1}{n^2}$, pour que la série entre parenthèses de l'expression (13) soit convergente. Cette condition peut être réalisée en pratique.

On trouve alors

$$dN_0 \# 2$$

Nous pouvons donc utiliser la formule (15), ce qui nous donne une erreur relative de $0{,}6.10^{-3}$ environ.

Revenons maintenant à l'expression (16) et examinons quelques erreurs pouvant intervenir dans la détermination de Δf_0 à partir de N'_0.

Erreur de commutation.

Les valeurs de q et de T peuvent être connues avec précision, mais si la commutation de l'étage d'entrée du compteur n'est pas instantanée, il en résulte une erreur sur N'_0.

En pratique, on obtient facilement des temps de commutation inférieurs à 1 μs, et si la fréquence maximum de battement correspond à une période supérieure à cette valeur, il n'y a pas d'erreur due à la commutation proprement dite.

En revanche, on ne peut éviter l'erreur due à la nature discontinue du comptage : l'erreur maximum possible est d'une unité pour chaque période de comptage, soit deux unités sur N'_0. L'erreur relative résultante sur Δf_0 est d'autant plus grande que N'_0 c'est-à-dire T_c ou q, est plus petit.

Avec les valeurs utilisées dans les applications numériques précédentes $\left(q = \frac{1}{64}\right)$, deux unités correspondent, comme nous l'avons vu, à une erreur relative de $0{,}6.10^{-3}$ sur Δf_0. Nous voyons donc que pour cette valeur de q l'erreur est du même ordre que celle due aux distorsions de la courbe $f(t)$.

Erreur de déphasage.

Si la durée T_c du comptage est facile à contrôler avec précision, il n'en est pas de même de la phase, qui fait intervenir les circuits de commutation et de modulation, et les propriétés de l'émetteur.

Nous allons calculer, en nous plaçant dans le cas de la modulation sinusoïdale, l'erreur qui peut en résulter.

Reportons-nous à la figure 2, et supposons que t_1, t'_1, t_2 et t'_2 soient tous décalés dans le même sens, d'une certaine quantité Δt (positive ou négative).

La formule (5) donnant I_c deviendra

$$I_c = \frac{1}{T_c}\int_{-qT+\Delta t}^{qT+\Delta t}\cos\frac{2\pi t}{T}\,dt.$$

En pratique, on aura

$$\Delta t < qT.$$

Posons

$$\Delta t = \tau_1 T, \qquad \text{avec} \quad \tau_1 < q < 1,$$

d'où

$$I_c = \frac{1}{4\pi q}[\sin 2\pi(q + \tau_1) + \sin 2\pi(q - \tau_1)]$$

ou

$$I_c \sim \left(1 - \frac{2\pi^2 q^2}{3}\right)(1 - 2\pi^2\tau_1^2),$$

l'erreur relative commise sur I_c en négligeant le

déphasage vaut

$$\frac{dI_c}{I_c} = -2\pi^2\eta^2 \tag{17}$$

et, d'après la formule (7), elle est égale à l'erreur relative sur Δf_0. On voit que cette erreur est indépendante du signe de η, ce qui est d'ailleurs évident sur la figure 2. On peut donc compenser expérimentalement le déphasage en cherchant à rendre minima la valeur de N_0, toutes choses étant égales par ailleurs. Or ce minimum peut être apprécié à une unité près, ce qui correspond, comme nous l'avons vu, à une erreur relative de $0{,}3.10^{-3}$ sur Δf_0, en prenant les mêmes valeurs que dans les applications numériques précédentes.

Il ne subsiste alors que l'erreur due aux variations de ce déphasage pendant le temps des mesures. Mais, d'après la formule (17), cette erreur est inappréciable (c'est-à-dire inférieure à une unité) si $\eta \leq 0{,}4$ %, soit une variation de 1,5 degré sur la phase.

CONCLUSION.

On voit que la méthode étudiée permet d'espérer une sensibilité de mesure de l'ordre de 10^{-4} et une précision absolue sur la détermination du Δf de 10^{-3} au moins. Les vérifications expérimentales ont entièrement confirmé ces résultats. Nous avons obtenu, dans un appareil utilisant un compteur arithmétique, une sensibilité de 10^{-4} environ. Dans une autre réalisation, un compteur analogique fournissait un signal d'erreur à un régulateur de Δf; moyennant certaines précautions, la déviation de fréquence était maintenue constante à moins de $0{,}5.10^{-4}$ près. Dans les deux cas, la précision absolue de l'étalonnage était inférieure à $0{,}5.10^{-3}$.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] P. Giroud et L. Couillard, *Sondeur radioélectrique pour la mesure des hauteurs des aéronefs au-dessus du sol* (*Ann. Radioélectr.*, t. II, n° 8, avril 1947).

[2] H. Familier et B. Ginger, *Perfectionnements aux systèmes de télémétrie à modulation de fréquence*, Brevet français n° 1.086.053, déposé le 2 juillet 1953.

CALCUL DES CIRCUITS UTILISANT LES TRANSISTORS A JONCTIONS AUX FRÉQUENCES ÉLEVÉES [1].

PAR J. P. VASSEUR,

Département « Recherches Physico-chimiques »
du Centre de Recherches Techniques de la Compagnie Générale de T. S. F.

SOMMAIRE. — *Cette étude a pour but de fournir un ensemble de formules permettant le calcul des circuits linéaires à transistors aux fréquences élevées. L'emploi d'un schéma équivalent naturel conduit à des expressions valables à toutes fréquences. On rappelle également les formules obtenues en utilisant les paramètres z et h, ces derniers ayant toutefois l'inconvénient d'être fonction de la fréquence.*

On trouve d'abord qu'un transistor amplificateur peut osciller sur sa seule réaction interne dans une large gamme de fréquence. Quelques circuits de neutrodynage usuels évitant cette instabilité sont discutés.

Un grand nombre de grandeurs fondamentales d'un montage suivent la même loi en fonction de la fréquence. C'est le cas notamment des impédances ou admittances d'entrée ou de sortie pour la sortie ou l'entrée en court-circuit ou en circuit ouvert, ainsi que des gains en courant. Des courbes universelles et des tableaux de valeurs limites permettent de déterminer rapidement ces éléments à une fréquence quelconque.

Enfin, on discute la valeur du gain en puissance maximum en fonction de la fréquence. La fonction explicite est indiquée pour le montage émetteur commun (C. D. U. : 621.314.7).

SUMMARY. — *The object of this study is to present a set of formulae for the calculation of linear circuits employing transistors at high frequencies. The use of a natural equivalent circuit leads to expressions which are valid for all frequencies. Formulae obtained by using z and h parameters are also given, the latter parameters, however, having the disadvantage of being frequency dependent.*

It is first found that an amplifier transistor can oscillate over a wide range of frequency by its own internal feedback. A few neutrodyne circuits are discussed, which obviate this instability.

A large number of fundamental circuit parameters follow the same law as a function of frequency. This applies in particular to input and output impedances or admittances for short-circuited or open-circuited output or input, as well as to current gain. Universal curves and tables of limit values allow these elements to be rapidly determined for any frequency.

Finally, maximum power gain as a function of frequency is discussed. The explicit function is given for common emitter circuits (U. D. C. : 621.314.7).

1. INTRODUCTION. SCHÉMAS ÉQUIVALENTS A UN TRANSISTOR.

Les circuits linéaires utilisant les transistors à jonctions en basse fréquence sont calculables très aisément par des formules connues déjà depuis plusieurs années [1] à [5]. On ne disposait cependant, pour les fréquences élevées, que de mauvais moyens de calcul car les paramètres fondamentaux utilisés pour les transistors étaient fonction de la fréquence.

Fort heureusement, il existe un schéma équivalent « naturel » au transistor [6], [7] dont les éléments sont très bien indépendants de la fréquence dans toute la bande où le transistor est utilisable [8]. Ce schéma est indiqué sur la figure 1 pour un transistor émetteur commun. On y a négligé une petite

(1) Manuscrit reçu le 12 février 1956.

self en série avec g_{ce}. La réactance de cette self est environ le tiers de $\frac{1}{g_{ce}}$ à la fréquence f_α pour laquelle le module du gain en courant α dans le montage base commune a décru de 3 dB. L'approximation faite est donc presque toujours excellente.

base commune

$$\alpha = \frac{z_m}{z_c}.$$

Les relations permettant de transformer ces paramètres les uns dans les autres sont consignées dans le tableau I.

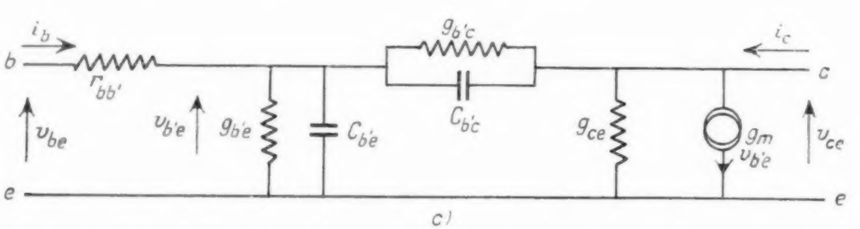


Fig. 1. — Schéma naturel équivalent au montage émetteur commun. Ce schéma conduit à des expressions valables à toutes fréquences.

Les ordres de grandeur pour un transistor typique sont

$$r_{bb'} = 200\,\omega,$$
$$g_{b'e} = 10^{-3}\text{ mho } (1\,000\,\omega),$$
$$g_m = 4.10^{-2}\text{ mho } (25\,\omega),$$
$$g_{b'c} = 2.10^{-7}\text{ mho } (5\text{ M}\omega),$$
$$g_{ce} = 10^{-5}\text{ mho } (0.1\text{ M}\omega),$$
$$c_{b'e} = 3\,000\,\mu\mu\text{F},$$
$$c_{b'c} = 30\,\mu\mu\text{F}.$$

Et l'on indiquera entre parenthèses les valeurs numériques relatives à ce transistor.

Pour être complet, on utilisera également les paramètres z du schéma en T à un seul générateur équivalent au montage base commune (*fig.* 2) et

$$\alpha = \frac{Z_m + Z_b}{Z_c + Z_b}$$

Fig. 2. — Schéma en T équivalent au montage base commune.

les paramètres h du schéma hybride équivalent au montage émetteur commun (*fig.* 3). Ces paramètres ont été très utilisés dans les études des transistors en basse fréquence. Pour les fréquences élevées, on peut également les employer à condition de se rappeler qu'ils sont eux-mêmes fonctions de la fréquence.

Conformément à la coutume, le paramètre z_m sera remplacé par le gain en courant dans le montage

Pour un quadripole quelconque (*fig.* 4) les paramètres h sont définis par

$$v_1 = h_{11} i_1 + h_{12} v_2,$$
$$i_2 = h_{21} i_1 + h_{22} v_2.$$

Sur la figure 3 on a posé

$$h_{11} = h_{bb}, \quad h_{12} = \mu, \quad h_{21} = \beta, \quad h_{22} = h_{cc}.$$

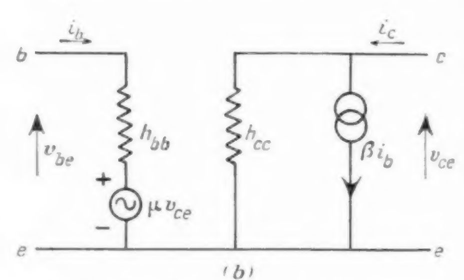


Fig. 3. — Schéma hybride équivalent au montage émetteur commun.

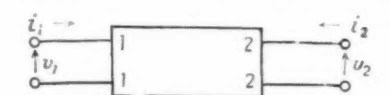


Fig. 4. — Sens positifs des courants et tensions pour un quadripole quelconque.

Il est également intéressant d'utiliser les paramètres z et y qu'il ne faut pas confondre avec ceux figurant sur les schémas équivalents des figures 2 et 1 et qui sont définis par

$$v_1 = z_{11} i_1 + z_{12} i_2,$$
$$v_2 = z_{21} i_1 + z_{22} i_2;$$

$$i_1 = y_{11} v_1 + y_{12} v_2,$$
$$i_2 = y_{21} v_1 + y_{22} v_2.$$

On rencontre enfin quelquefois les paramètres l définis par

$$i_1 = l_{11} v_1 + l_{12} i_2,$$
$$v_2 = l_{21} v_1 + l_{22} i_2.$$

On utilisera pour tous ces paramètres une notation à trois indices [9], la première et la seconde lettre indiquent 1 ou 2 selon qu'elles se réfèrent à l'électrode d'entrée ou de sortie du transistor et la troisième indique l'électrode commune. Par exemple z_{21b} et le paramètre z_{21} du montage base commune.

A partir du schéma équivalent de la figure 1 on peut effectuer une étude complète d'un transistor monté en amplificateur linéaire. Les formules obtenues sont valables à toutes les fréquences où le transistor est utilisable.

On examinera ainsi successivement la condition de stabilité d'un transistor, quelques circuits de neutrodynage et enfin les propriétés des trois montages de base, émetteur commun, base commune, collecteur commun.

TABLEAU I. — *Formules approximatives de transformation des paramètres entre eux. Ces formules sont valables pour les transistors usuels. Pour des cas anormaux, utiliser les formules exactes.*

$$z_e = \frac{y_{b'c}}{y_{b'e}(y_{ce} + y_{b'c}) + y_m y_{b'c}} = \frac{\mu}{h_{ce}}$$

$$z_b = \frac{y_{ce}}{y_{b'e}(y_{ce} + y_{b'c}) + y_m y_{b'c}} + r_{bb'} = h_{bb} - \mu \frac{\beta + 1}{h_{ce}}$$

$$z_c = \frac{y_{b'e} + y_m}{y_{b'e}(y_{ce} + y_{b'c}) + y_m y_{b'c}} = \frac{\beta + 1}{h_{ce}}$$

$$z_m = \frac{y_m}{y_{b'e}(y_{ce} + y_{b'c}) + y_m y_{b'c}} = \frac{\beta}{h_{ce}}$$

$$\alpha = \frac{y_m}{y_m + y_{b'e}} = \frac{\beta}{\beta + 1}$$

$$y_{b'e} = \frac{1 - \alpha}{z_e + (1 - \alpha)(z_b - r_{bb'})} = \frac{1}{h_{bb} - r_{bb'}}$$

$$y_{b'c} = \frac{1}{z_c} \frac{z_e}{z_e + (1 - \alpha)(z_b - r_{bb'})} = \frac{\mu}{h_{bb} - r_{bb'}}$$

$$y_{ce} = \frac{1}{z_c} \frac{z_b - r_{bb'}}{z_e + (1 + \alpha)(z_b - r_{bb'})} = h_{ce} - \mu \frac{\beta + 1}{h_{bb} - r_{bb'}}$$

$$y_m = \frac{\alpha}{z_e + (1 - \alpha)(z_b - r_{bb'})} = \frac{\beta}{h_{bb} - r_{bb'}}$$

$$h_{bb} = z_b + \frac{z_e}{1 - \alpha} = r_{bb'} + \frac{1}{y_{b'e}}$$

$$\mu = \frac{z_e}{z_c(1 - \alpha)} = \frac{y_{b'c}}{y_{b'e}}$$

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha} = \frac{y_m}{y_{b'e}}$$

$$h_{ce} = \frac{1}{z_c(1 - \alpha)} = y_{ce} + y_{b'c}\left(1 + \frac{y_m}{y_{b'e}}\right)$$

$$\Delta h_e = \frac{z_e + z_b}{z_c(1 - \alpha)} = \frac{y_{ce}(1 + r_{bb'} y_{b'e}) + y_{b'c}\left[1 + r_{bb'}(y_{b'e} + y_m)\right]}{y_{b'e}}$$

2. OSCILLATION SPONTANÉE D'UN TRANSISTOR.

Contrairement aux transistors à pointes, les transistors à jonctions sont toujours stables en basse fréquence. Il n'en est pas de même aux fréquences plus élevées où un transistor peut osciller spontanément sans réaction extérieure grâce au couplage interne entre la sortie et l'entrée. Dans le montage émetteur commun par exemple, ce couplage provient principalement de la capacité $C_{b'c}$.

On peut, en principe, déterminer par le calcul

si un transistor monté entre deux impédances données est stable ou non. Le travail correspondant est cependant assez long et ce point de vue n'est pas très intéressant en pratique car il arrive souvent qu'un transistor non neutrodyné monté en amplificateur accordé soit stable mais devienne instable sous l'effet d'un léger désaccord des circuits.

Comme on cherche en général à faire amplifier les transistors et que l'instabilité se produit évidemment quand le gain est élevé, il est plus intéressant de chercher une condition de stabilité inconditionnelle, c'est-à-dire quelles que soient les impédances de charge et de générateur (celles-ci étant toutefois à parties réelles positives).

En écrivant donc qu'il n'existe aucun couple d'impédances de charge et de générateur à parties réelles positives pour lequel on trouve une tension à la sortie du transistor sans en appliquer à l'entrée, c'est-à-dire pour lequel le gain en tension $\frac{e_2}{e_G}$ est infini, on trouve la condition de stabilité inconditionnelle qui est, suivant les paramètres utilisés,

$$(x_{12}r_{21} - x_{21}r_{12})^2 < 4r_{11}r_{22}(r_{11}r_{22} - r_{12}r_{21} + x_{12}x_{21}),$$
$$(b_{12}g_{21} - b_{21}g_{12})^2 < 4g_{11}g_{22}(g_{11}g_{22} - g_{12}g_{21} + b_{12}b_{21}),$$
$$(h^i_{12}h^r_{21} - h^i_{21}h^r_{12})^2 < 4h^r_{11}h^r_{22}(h^r_{11}h^r_{22} - h^r_{12}h^r_{21} + h^i_{12}h^i_{12}),$$

r_{ij}, g_{ij}, h^r_{ij} et x_{ij}, b_{ij}, h^i_{ij} étant respectivement les parties réelles et imaginaires des paramètres x_{ij}, y_{ij}, h_{ij} définis plus haut.

On trouve que la condition de stabilité inconditionnelle n'est vérifiée qu'aux très basses et très hautes fréquences et qu'il existe donc une zone d'instabilité potentielle dans toute la gamme des fréquences moyennes.

Ceci entraîne en particulier que le gain maximum d'un transistor seul ne peut pas être défini dans une gamme de fréquences un peu plus étroite que la zone d'instabilité potentielle. Dans cette bande on ne peut définir que le gain maximum d'un transistor neutrodyné et le neutrodynage est d'ailleurs nécessaire en pratique.

Dans un transistor émetteur commun, la limite inférieure de la zone d'instabilité potentielle est très basse (4 180 périodes). Elle est donnée par

$$f^2 = \frac{1 + r_{bb'}g_{b'e}}{\pi^2\beta_0^2 C^2_{b'e}}[g_{ce} + (1+\beta_0)g_{b'e}]$$
$$\times[(g_{ce} + g_{b'e})(1 + r_{bb'}g_{b'e}) + r_{bb'}g_m g_{b'e}],$$

où β_0 est la valeur en basse fréquence du gain en courant dans le montage émetteur commun

$$\beta = \frac{\alpha}{1-\alpha}.$$

En supposant que chacun des paramètres considérés a pour valeur limite zéro en haute ou en basse fréquence, ce qui est une très bonne approximation, sauf pour g_{11} où elle est médiocre, on trouve que la limite supérieure de la zone d'instabilité potentielle pour le montage émetteur commun (203 kc/s) est une fraction de la fréquence de coupure des paramètres y (*voir* § 3) définie par (*fig.* 5)

$$(1 + r_{bb'}g_{b'e})^2\left(\frac{f}{f_y}\right)^6 + [8(1 + r_{bb'}g_{b'e}) - 1]\left(\frac{f}{f_y}\right)^4$$
$$-2\left(\frac{f}{f_y}\right)^2 - 1 = 0,$$

avec

$$f_y = \frac{1 + r_{bb'}g_{b'e}}{2\pi r_{bb'}C_{b'e}}.$$

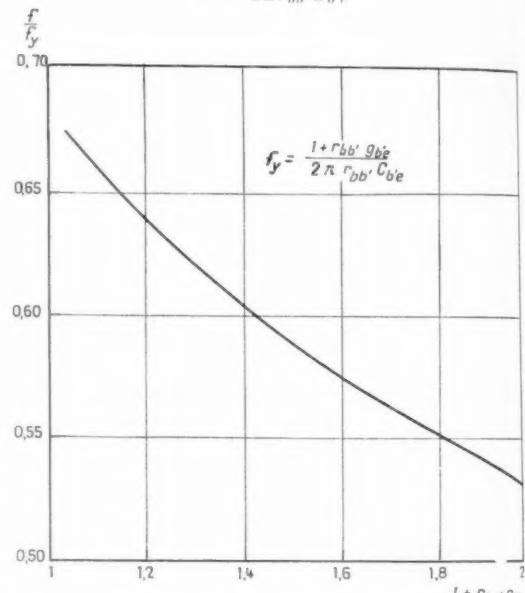


Fig. 5. — Rapport entre la fréquence limite supérieure de stabilité inconditionnelle et la fréquence critique des paramètres y pour un transistor émetteur commun.

Pour les montages base commune et collecteur commun la limite inférieure de la zone d'instabilité potentielle est voisine de celle correspondant au montage émetteur commun et la limite supérieure se confond presque avec la fréquence maxima d'oscillation.

3. NEUTRODYNAGE [10], [11].

Le neutrodynage a pour but de compenser la réaction interne du transistor, et par conséquent d'empêcher son oscillation spontanée.

Il est indispensable pour obtenir un gain élevé aux fréquences moyennes. Il est très utile même quand le transistor n'oscille pas pour éviter les variations rapides de l'impédance d'entrée avec l'impédance de charge ou de l'impédance de sortie avec l'impédance de générateur ainsi que les distorsions de la bande passante dans les amplificateurs accordés.

Les qualités recherchées pour un circuit de neutrodynage sont : la simplicité, l'efficacité dans une bande aussi large que possible, et un gain élevé. Il en existe de nombreux et la question se pose encore de savoir si l'on peut en trouver un meilleur que tous les autres.

On peut s'attendre à ce qu'un circuit de neutrodynage soit à large bande quand ses éléments correspondent à des éléments physiques du transistor et forment avec eux des ponts équilibrés.

Par exemple, le montage de la figure 6 est très employé dans les amplificateurs accordés à couplage par transformateur employant des transistors émetteur commun. En choisissant convenablement les sens des secondaires il se réduit à disposer l'ensemble C_n et g_n entre les bases des transistors successifs. La conductance g_n est d'ailleurs rarement nécessaire.

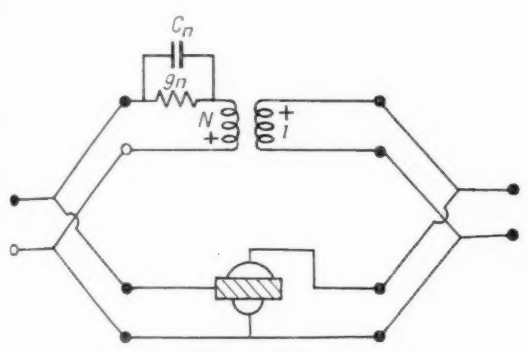


Fig. 6. — Neutrodynage à large bande d'un transistor émetteur commun.

L'idée de ce montage est que les éléments C_n et g_n forment un pont équilibré avec $C_{b'c}$ et $g_{b'c}$ de sorte que les tensions de sortie n'apparaissent pas à l'entrée.

Plus exactement, les paramètres y du transistor neutrodyné sont

$$y'_{11} = y_{11} + y_n,$$
$$y'_{12} = y_{12} + N y_n,$$
$$y'_{21} = y_{21} + N y_n,$$
$$y'_{22} = y_{22} + N^2 y_n,$$

y_{ij} étant les paramètres y du transistor et

$$y_n = g_n + j\omega C_n.$$

Et le transistor est neutrodyné si $y'_{12} = 0$, ce qui donne pour le montage émetteur commun

$$y_n = \frac{1}{N}\,\frac{y_{b'c}}{1 + r_{bb'} y_{b'e}},$$

où

$$y_{b'c} = g_{b'c} + j\omega C_{b'c},$$
$$y_{b'e} = g_{b'e} + j\omega C_{b'e}.$$

Le gain maximum est le plus grand quand

$$N = \sqrt{\frac{g_{22}}{g_{11}}}$$

et vaut alors

$$G_{\max} = \frac{|y_{21} - y_{12}|^2}{4\left(g_{11} g_{22} - 2 g_{12}\sqrt{g_{11} g_{22}} + g_{12}^2\right)},$$

soit pour un transistor émetteur commun

$$G_{\max} = \frac{g_m\left(1 + \dfrac{f}{f_y}\right)^2}{\left\{\begin{array}{l} 4\left[\dfrac{1 + r_{bb'} g_{b'e}}{r_{bb'}}\left(\dfrac{f}{f_y}\right)^2 + g_{b'e}\right] \\ \quad \times\left[(1 + r_{bb'} g_{b'e})\dfrac{C_{b'c}}{C_{b'e}}\left(\dfrac{f}{f_y}\right)^2 \right. \\ \qquad \left. + r_{bb'} g_{b'c} + \dfrac{1 + r_{bb'} g_{b'e}}{g_m}(g_{ce} + g_{b'c})\right] \end{array}\right\}}.$$

Pour ce montage, la valeur du gain maximum est très peu sensible à celle de N de sorte que l'expression précédente du gain est une très bonne approximation du gain du transistor non neutrodyné, quand celui-ci peut être défini.

Le même montage s'applique également très bien au transistor collecteur commun, l'admittance de transfert y_{12} est alors composée de $r_{bb'}$ en série avec $y_{b'c}$ de sorte que le circuit de la figure 7 donne un neutrodynage valable à toutes les fréquences.

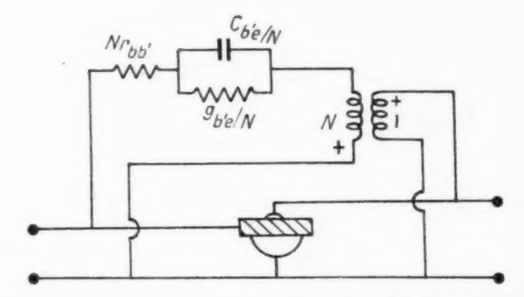


Fig. 7. — Neutrodynage d'un transistor collecteur commun. Montage valable pour une large bande de fréquences.

Tableau II. — *Grandeurs caractéristiques du fonctionnement d'un transistor en fonction des paramètres y.*

		Émetteur commun.	Base commune.	Collecteur commun.
Paramètres y	11	$y_{bbe} \simeq \frac{y_{b'e}}{A}$	$y_{eeb} \simeq \frac{y_{b'e}+y_m}{A}$	$y_{bbc} \simeq \frac{y_{b'e}}{A}$
	12	$y_{bce} \simeq \frac{-y_{b'c}}{A}$	$y_{ecb} \simeq -y_{ce}-y_{b'c}\left(1-\frac{1-r_{bb'}y_m}{A}\right)$	$y_{bec} \simeq \frac{-y_{b'e}}{A}$
	21	$y_{cbe} \simeq \frac{y_m}{A}$	$y_{ceb} \simeq \frac{-y_m}{A}$	$y_{ebc} \simeq -\frac{y_{b'e}+y_m}{A}$
	22	$y_{cce} \simeq y_{ce}+y_{b'c}\left(1+\frac{r_{bb'}y_m}{A}\right)$	$y_{ccb} \simeq y_{ce}+y_{b'c}\left(1+\frac{r_{bb'}y_m}{A}\right)$	$y_{eec} \simeq \frac{y_{b'e}+y_m}{A}$
	Δ	$\Delta y_e \simeq \frac{y_{b'e}(y_{ce}+y_{b'c})+y_m y_{b'c}}{A}$	$\Delta y_b \simeq \frac{y_{b'e}(y_{ce}+y_{b'c})+y_m y_{b'c}}{A}$	$\Delta y_c \simeq \frac{y_{b'e}(y_{ce}+y_{b'c})+y_m y_{b'c}}{A}$
Gain en tension $\frac{v_2}{v_1}$		$\frac{-y_m}{Ay_2+r_{bb'}y_m y_{b'c}} \simeq \frac{-y_m}{AY_L}$	$\frac{y_m}{Ay_2+r_{bb'}y_m y_{b'c}} \simeq \frac{y_m}{AY_L}$	$\frac{y_{b'e}+y_m}{y_{b'e}+y_m+AY_L} \simeq 1$
Gain en tension $\frac{v_2}{e_G}$		$\frac{-y_m}{\rho_G(y_{b'e}y_2+y_m y_{b'c})+y_2} \simeq \frac{-y_m}{Y_L(1+\rho_G y_{b'e})}$	$\frac{y_m}{\rho_G(y_{b'e}y_2+y_m y_{b'c})+y_m\frac{Y_L}{Y_G}+y_2} \simeq \frac{y_m}{Y_L\left(1+\rho_G y_{b'e}+\frac{y_m}{Y_G}\right)}$	$\frac{(y_{b'e}+y_m)Y_G}{\left\{\begin{matrix} y_{b'e}(y_2+Y_G+r_{bb'}Y_G Y_L) \\ +y_m(y_{b'c}+Y_G)+Y_G Y_L \end{matrix}\right\}} \simeq \frac{y_{b'e}+y_m}{y_{b'e}(1+\rho_G Y_L)+y_m+Y_L}$
Gain en courant $\frac{i_2}{i_1}$		$\frac{y_m Y_L}{y_{b'e}y_2+y_m y_{b'c}} \simeq \frac{y_m}{y_{b'e}}$	$\frac{-y_m Y_L}{y_{b'e}y_2+y_m(Y_L+y_{b'c})} \simeq \frac{-y_m}{y_{b'e}+y_m}$	$\frac{-(y_{b'e}+y_m)Y_L}{y_{b'e}y_2+y_m y_{b'c}} \simeq -\frac{y_{b'e}+y_m}{y_{b'e}}$
Admittance d'entrée		[illegible]	[illegible]	$\frac{y_{b'e}(y_{ce}+y_{b'c}+y_m)+y_m(y_{b'c}+Y_G)}{Y_G(1+\rho_G y_{b'e})}$
Admittance de sortie		$y_{ce}+y_{b'c}+\frac{y_m y_{b'c}\rho_G}{1+y_{b'e}\rho_G}$	$y_{ce}+y_{b'c}+y_m\frac{[illegible]}{1+y_{b'e}\rho_G+\frac{y_m}{Y_G}}$	[illegible]

r_i	$\dfrac{[illegible]}{y_{b'e}y_2+y_m y_{b'e}} \# \dfrac{[illegible]}{y_{b'e}}$	$\dfrac{[illegible]}{y_{b'e}y_2+y_m(Y_L+y_{b'e})} \# \dfrac{-y_m}{y_{b'e}+y_m}$	$\dfrac{-(y_{b'e}+y_m)Y_L}{y_{b'e}y_2+y_m y_{b'e}} \# -\dfrac{y_{b'e}+y_m}{y_{b'e}}$
Admittance de sortie	$y_{ce}+y_{b'c}+\dfrac{y_m y_{b'e}\rho_G}{1+y_{b'e}\rho_G}$	$y_{ce}+y_{b'c}+y_m\dfrac{[illegible]}{1+y_{b'e}\rho_G+\dfrac{y_m}{Y_G}}$	$\dfrac{y_{b'e}(y_{ce}+y_{b'c}+Y_G)+y_m(y_{b'c}+Y_G)}{Y_G(1+\rho_G y_{b'e})}$
Gain $=\dfrac{\text{puiss. ds. charge}}{\text{puiss. max. du génér.}}$	$\dfrac{4R_G G_L\lvert y_m\rvert^2}{\lvert\rho_G(y_{b'e}y_2+y_m y_{b'e})+y_2\rvert^2} \# \dfrac{4R_G R_L\lvert y_m\rvert^2}{\lvert 1+\rho_G y_{b'e}\rvert^2}$	$\dfrac{4R_G G_L\lvert y_m\rvert^2}{\left\lvert\rho_G(y_{b'e}y_2+y_m y_{b'e})+y_m\dfrac{Y_L}{Y_G}+y_2\right\rvert^2} \# \dfrac{4R_G R_L\lvert y_m\rvert^2}{\left\lvert 1+\dfrac{y_m}{Y_G}+\rho_G y_{b'e}\right\rvert^2}$	$\dfrac{4G_G G_L\lvert y_{b'e}+y_m\rvert^2}{\left\{\begin{array}{l}\lvert y_{b'e}(y_2+Y_G+r_{bb'}Y_G Y_L)\\ +y_m(y_{b'e}+Y_G)+Y_G Y_L\rvert^2\end{array}\right\}} \# \dfrac{4R_G G_L\lvert y_{b'e}+y_m\rvert^2}{\lvert y_{b'e}(1+\rho_G Y_L)+y_m+Y_L\rvert^2}$
Amplification en puissance $=\dfrac{\text{puiss. ds. charge}}{\text{puiss. ds. l'entrée}}$	$\dfrac{G_L}{g_i}\left\lvert\dfrac{y_m}{Ay_2+r_{bb'}y_m y_{b'e}}\right\rvert \# \dfrac{R_L}{g_i}\left\lvert\dfrac{y_m}{A}\right\rvert^2 \# \dfrac{R_L}{r_i}\left\lvert\dfrac{y_m}{y_{b'e}}\right\rvert^2$	$\dfrac{G_L}{g_i}\left\lvert\dfrac{y_m}{Ay_2+r_{bb'}y_m y_{b'e}}\right\rvert^2 \# \dfrac{R_L}{g_i}\left\lvert\dfrac{y_m}{A}\right\rvert^2 \# \dfrac{R_L}{r_i}\left\lvert\dfrac{y_m}{y_{b'e}+y_m}\right\rvert^2$	$\dfrac{G_L}{g_i}\left\lvert\dfrac{y_{b'e}+y_m}{y_{b'e}+y_m+AY_L}\right\rvert^2 \# \dfrac{G_L}{g_i}$
$\dfrac{\text{Gain inverse}}{\text{Gain direct}}$	$\left\lvert\dfrac{y_{b'c}}{y_m}\right\rvert^2$	$\left\lvert\dfrac{Ay_{ce}+y_{b'c}(A+r_{bb'}y_m-1)}{y_m}\right\rvert^2$	$\left\lvert\dfrac{y_{b'e}}{y_{b'e}+y_m}\right\rvert^2$
Gain max. en B.F. — Gain max.	$\dfrac{g_m^2}{\left\{r_{bb'}g_{b'e}\left[(g_{ce}+g_{b'c})\dfrac{1+r_{bb'}g_{b'e}}{r_{bb'}}+g_m g_{b'c}\right](1+\sqrt{e})^2\right\}}$ $\sqrt{e}=\left[\dfrac{g_{b'e}(g_{ce}+g_{b'c})+g_m g_{b'c}}{\left\{g_{b'e}\left[g_{ce}+g_{b'c}+\dfrac{r_{bb'}g_m g_{b'c}}{1+r_{bb'}g_{b'e}}\right]\right\}}\right]^{\frac{1}{2}}$	$\dfrac{g_m^2}{\left\{(g_{b'e}+g_m)\left[(g_{ce}+g_{b'c})(1+r_{bb'}g_{b'e})+r_{bb'}g_m g_{b'c}\right](1+\sqrt{b})^2\right\}}$ $\sqrt{b}=\left[\dfrac{g_{b'e}(g_{ce}+g_{b'c})+g_m g_{b'c}}{\left\{(g_{b'e}+g_m)\left(g_{ce}+g_{b'c}+\dfrac{r_{bb'}g_m g_{b'c}}{1+r_{bb'}g_{b'e}}\right)\right\}}\right]^{\frac{1}{2}}$	$\dfrac{(g_{b'e}+g_m)^2}{g_{b'e}(g_{b'e}+g_m)(1+\sqrt{e})^2}$ $\sqrt{e}=\left[\dfrac{g_{b'e}(g_{ce}+g_{b'c})+g_m g_{b'c}}{g_{b'e}\dfrac{g_{b'e}+g_m}{1+r_{bb'}g_{b'e}}}\right]^{\frac{1}{2}}$
Gain max. en B.F. — Admittance d'entrée	$\dfrac{g_{b'e}}{1+r_{bb'}g_{b'e}}\sqrt{e}$	$\dfrac{g_{b'e}+g_m}{1+r_{bb'}g_{b'e}}\sqrt{b}$	$\dfrac{g_{b'e}}{1+r_{bb'}g_{b'e}}\sqrt{e}$
Gain max. en B.F. — Admittance de sortie	$\left(g_{ce}+g_{b'c}+\dfrac{r_{bb'}g_m g_{b'c}}{1+r_{bb'}g_{b'e}}\right)\sqrt{e}$	$\left(g_{ce}+g_{b'c}+\dfrac{r_{bb'}g_m g_{b'c}}{1+r_{bb'}g_{b'e}}\right)\sqrt{b}$	$\dfrac{g_{b'e}+g_m}{1+r_{bb'}g_{b'e}}\sqrt{e}$
Abréviations	$A=1+r_{bb'}y_{b'e}$, $y_2=y_{ce}+y_{b'c}+Y_L$, $\rho_G=\dfrac{1}{Y_G}+r_{bb'}$		

Pour le montage base commune, le montage simple de la figure 8 est pratiquement valable à toutes les fréquences. Par contre, la valeur de k conduisant au gain maximum le plus grand est fonction de la fréquence

$$k = \frac{1}{C_{b'c}\,\omega}\sqrt{\frac{g_{b'c}(g_m + g_{b'e}) + g_{ce}\,g_{b'e}}{1 + r_{bb'}\,g_{b'e}}}.$$

Fig. 8. — Neutrodynage à large bande d'un transistor base commune.

Le calcul s'effectue facilement comme plus haut mais en utilisant les paramètres h puisque le circuit de neutrodynage est en parallèle à la sortie du transistor et en série à l'entrée.

étage amplificateur. Les résultats correspondants sont indiqués dans le tableau II où l'on a d'abord indiqué les valeurs approximatives des paramètres y du transistor, puis les valeurs des grandeurs essentielles d'un étage amplificateur en y ajoutant les limites correspondant à une impédance de charge faible. La valeur du gain maximum indiquée à la fin n'est valable qu'en basse fréquence.

Les valeurs des paramètres fondamentaux figurant dans ce tableau se déduisent de ceux du schéma équivalent de la figure 1 par

$$y_{b'e} = g_{b'e} + j\,\omega\,C_{b'e}, \qquad y_m = g_m,$$
$$y_{b'c} = g_{b'c} + j\,\omega\,C_{b'c}, \qquad y_{ce} = g_{ce}.$$

Pour des transistors largement exceptionnels, on peut être obligé de revenir aux valeurs exactes des paramètres y indiquées dans le tableau III.

Les tableaux IV et V sont constitués de la même façon à partir des schémas équivalents des figures 3 et 2. On a en plus indiqué les valeurs exactes des paramètres z ou h du transistor.

Dans le cas où l'on aurait besoin d'utiliser des valeurs exactes des paramètres d'un transistor,

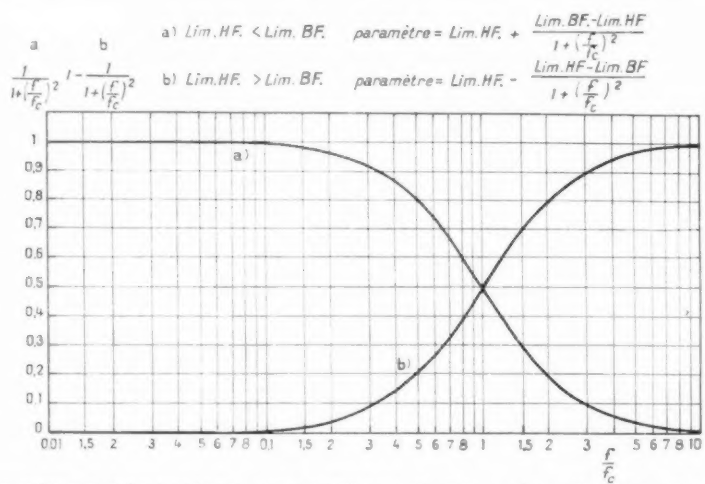


Fig. 9. — Tous les paramètres y et les impédances ou admittances d'entrée ou de sortie en circuit ouvert ou en court-circuit pour les trois montages possibles suivent l'une ou l'autre des deux lois indiquées en fonction de la fréquence (*voir* tableaux VII, VIII et IX).

4. LES TROIS MONTAGES DE BASE D'UN TRANSISTOR.

On sait qu'un transistor peut être utilisé de trois façons différentes, émetteur commun, base commune, collecteur commun, dont les propriétés en basse fréquence sont bien connues.

Le schéma de la figure 1 permet de calculer à toutes fréquences les principales caractéristiques d'un

il faudrait les reporter dans le tableau VI valable pour un quadripole quelconque.

Les formules du tableau II permettent un calcul aisé de la variation des quantités caractéristiques de l'étage amplificateur en fonction de la fréquence. Il est particulièrement simple de se limiter aux grandeurs correspondant à la sortie ou l'entrée en court-circuit ou en circuit ouvert qui sont des para-

mètres fondamentaux du quadripole constitué par le transistor et permett nt le calcul de toutes les autres grandeurs intéressantes (tableau VI).

Les principaux résultats ainsi obtenus sont consignés dans les tableaux VII, VIII et IX relatifs aux montages émetteur commun, base commune et à une fréquence quelconque. En particulier, on remarque que tous les paramètres y pour les trois montages ont la même fréquence de coupure f_y (318 kc/s).

Les transadmittances pour la sortie en courcircuit, correspondant à la pente d'une lampe,

Tableau III. — *Valeurs exactes des paramètres y d'un transistor.*

Émetteur commun	$y_{bbe} =$	$\dfrac{y_{b'e} + y_{b'c}}{1 + r_{bb'}(y_{b'e} + y_{b'c})}$
	$y_{bce} =$	$\dfrac{-y_{b'c}}{1 + r_{bb'}(y_{b'e} + y_{b'c})}$
	$y_{cbe} =$	$\dfrac{y_m - y_{b'c}}{1 + r_{bb'}(y_{b'e} + y_{b'c})}$
	$y_{cce} =$	$\dfrac{y_{ce} + y_{b'c} + r_{bb'}[y_{b'e}(y_{ce} + y_{b'c}) + y_{b'c}(y_m + y_{ce})]}{1 + r_{bb'}(y_{b'e} + y_{b'c})}$
	$\Delta y_e =$	$\dfrac{(y_{b'e} + y_{b'c})(y_{ce} + y_{b'c}) + y_{b'c}(y_m - y_{b'c})}{1 + r_{bb'}(y_{b'e} + y_{b'c})}$
Base commune	$y_{eeb} =$	$\dfrac{y_m + y_{b'e} + y_{ce} + r_{bb'}[y_{b'e}(y_{ce} + y_{b'c}) + y_{b'c}(y_m + y_{ce})]}{1 + r_{bb'}(y_{b'e} + y_{b'c})}$
	$y_{ecb} =$	$\dfrac{-y_{ce} - r_{bb'}[y_{b'e}(y_{ce} + y_{b'c}) + y_{b'c}(y_m + y_{ce})]}{1 + r_{bb'}(y_{b'e} + y_{b'c})}$
	$y_{ceb} =$	$\dfrac{-y_m - y_{ce} - r_{bb'}[y_{b'e}(y_{ce} + y_{b'c}) + y_{b'c}(y_m + y_{ce})]}{1 + r_{bb'}(y_{b'e} + y_{b'c})}$
	$y_{ccb} =$	$\dfrac{y_{b'c} + y_{ce} + r_{bb'}[y_{b'e}(y_{ce} + y_{b'c}) + y_{b'c}(y_m + y_{ce})]}{1 + r_{bb'}(y_{b'e} + y_{b'c})}$
	$\Delta y_b =$	$\dfrac{y_{b'e}(y_{ce} + y_{b'c}) + y_{b'c}(y_m + y_{ce})}{1 + r_{bb'}(y_{b'e} + y_{b'c})}$
Collecteur commun	$y_{bbc} =$	$\dfrac{y_{b'e} + y_{b'c}}{1 + r_{bb'}(y_{b'e} + y_{b'c})}$
	$y_{bec} =$	$\dfrac{-y_{b'e}}{1 + r_{bb'}(y_{b'e} + y_{b'c})}$
	$y_{ebc} =$	$\dfrac{-y_{b'e} - y_m}{1 + r_{bb'}(y_{b'e} + y_{b'c})}$
	$y_{eec} =$	$\dfrac{y_m + y_{b'e} + y_{ce} + r_{bb'}[y_{b'e}(y_{ce} + y_{b'c}) + y_{b'c}(y_m + y_{ce})]}{1 + r_{bb'}(y_{b'e} + y_{b'c})}$
	$\Delta y_c =$	$\dfrac{y_{b'e}(y_{ce} + y_{b'c}) + y_{b'c}(y_m + y_{ce})}{1 + r_{bb'}(y_{b'e} + y_{b'c})}$

collecteur commun. Ces tableaux doivent être utilisés de la façon suivante :

Tous les paramètres ayant la dimension d'une impédance ou d'une admittance suivent en fonction de la fréquence la même loi indiquée sur la figure 9. Il suffit donc de connaître leurs valeurs limites en très basse et en très haute fréquence, et la fréquence de coupure pour laquelle ils ont effectué la moitié de leur variation pour pouvoir les déterminer sont représentées dans les tableaux par une conductance en parallèle avec une capacité négative. Ceci indique que cet élément est selfique et qu'il vaut mieux le représenter par une résistance en série avec une self. On trouve ainsi, pour le montage émetteur comunm

$$\frac{1}{y_{cbe}} = \frac{1 + r_{bb'} g_{b'e}}{g_m} + j\omega \frac{r_{bb'} C_{b'c}}{g_m}$$

à toutes fréquences.

TABLEAU IV. — *Grandeurs caractéristiques du fonctionnement d'un transistor en fonction des paramètres z.*

		Émetteur commun.	Base commune.	Collecteur commun.
Paramètres x	11	$z_{bbe} = z_e + z_b$	$z_{eeb} = z_e + z_b$	$z_{bbc} = z_c + z_b \# z_c$
	12	$z_{bce} = z_e$	$z_{ecb} = z_b$	$z_{bec} = (1-\alpha)(z_e + z_b) \# (1-\alpha) z_c$
	21	$z_{cbe} = z_e + z_b - \alpha(z_c + z_b) \# -\alpha z_c$	$z_{ceb} = \alpha(z_c + z_b) \# \alpha z_c$	$z_{ebc} = z_c$
	22	$z_{cce} = z_e + (1-\alpha)(z_c + z_b) \# (1-\alpha) z_c$	$z_{ccb} = z_c + z_b \# z_c$	$z_{eec} = z_e + (1-\alpha)(z_c + z_b) \# (1-\alpha) z_c$
	Δ_z	$\Delta z_e = [z_e + (1-\alpha) z_b](z_c + z_b) \# [z_e + (1-\alpha) z_b] z_c$	$\Delta z_b = [z_e + (1-\alpha) z_b](z_c + z_b) \# [z_e + (1-\alpha) z_b] z_c$	$\Delta z_c = [z_e + (1-\alpha) z_b](z_c + z_b) \# [z_e + (1-\alpha) z_b] z_c$
Gain en tension $\frac{v_2}{v_1}$		$\frac{-\alpha Z_L}{z_e + (1-\alpha) z_b + \frac{z_e + z_b}{z_c} Z_L} \# \frac{-\alpha Z_L}{z_e + (1-\alpha) z_b}$	$\frac{\alpha Z_L}{z_e + (1-\alpha) z_b + \frac{z_e + z_b}{z_c} Z_L} \# \frac{\alpha Z_L}{z_e + (1-\alpha) z_b}$	$\frac{Z_L}{Z_L + z_e + (1-\alpha) z_b} \# 1$
Gain en tension $\frac{v_2}{e_G}$		$\frac{-\alpha Z_L}{(z_e + z_b + Z_G)\left(1 - \alpha + \frac{Z_L}{z_c}\right) + \alpha z_e} \# \frac{-\alpha Z_L}{z_e + (1-\alpha)(z_b + Z_G)}$	$\frac{\alpha Z_L}{(z_e + z_b + Z_G)\left(1 + \frac{Z_L}{z_c}\right) - \alpha z_b} \# \frac{\alpha Z_L}{z_e + (1-\alpha) z_b + Z_G}$	$\frac{1}{\left(1 + \frac{z_e}{Z_L}\right)\left(1 + \frac{z_b + Z_G}{z_c}\right) + (1-\alpha)\left(\frac{z_b + Z_G}{Z_L}\right)} \# \frac{1}{1 + \frac{z_e}{Z_L} + (1-\alpha)\frac{z_b + Z_G}{Z_L}}$
Gain en courant [illegible]		[illegible]	[illegible]	[illegible]

Impédance d'entrée	$z_b + z_e \dfrac{\alpha}{1 - \alpha + \dfrac{Z_L + z_e}{z_c}}$ $\# z_b + \dfrac{z_e}{1 - \alpha}$	$z_e + z_b \left(1 - \dfrac{\alpha}{1 + \dfrac{Z_L}{z_c}}\right)$ $\# z_e + z_b (1 - \alpha)$	$z_b + \dfrac{1}{\dfrac{1}{z_c} + \dfrac{1 - \alpha}{z_e + Z_L}}$
Impédance de sortie	$z_c \dfrac{z_e + (1 - \alpha)(z_b + Z_G)}{z_e + z_b + Z_G}$	$z_c \dfrac{z_e + (1 - \alpha) z_b + Z_G}{z_e + z_b + Z_G}$	$z_e + \dfrac{1 - \alpha}{\dfrac{1}{z_c} + \dfrac{1}{z_b + Z_G}}$
Gain $= \dfrac{\text{puiss. ds. charge}}{\text{puiss. max. du génér.}}$	$\dfrac{4 R_G R_L \lvert \alpha \rvert^2}{\left\lvert (z_e + z_b + Z_G)\left(1 - \alpha + \dfrac{Z_L}{z_c}\right) + \alpha z_e \right\rvert^2}$ $\# \dfrac{4 R_G R_L \lvert \alpha \rvert^2}{\lvert z_e + (1 - \alpha)(z_b + Z_G) \rvert^2}$	$\dfrac{4 R_G R_L \lvert \alpha \rvert^2}{\left\lvert (z_e + z_b + Z_G)\left(1 + \dfrac{Z_L}{z_c}\right) - \alpha z_b \right\rvert^2}$ $\# \dfrac{4 R_G R_L \lvert \alpha \rvert^2}{\lvert z_e + (1 - \alpha) z_b + Z_G \rvert^2}$	$\dfrac{4 R_G G_L}{\left\{ \left\lvert \left(1 + \dfrac{z_e}{Z_L}\right)\left(1 + \dfrac{z_b + Z_G}{z_c}\right) + (1 - \alpha) \dfrac{z_b + Z_G}{Z_L} \right\rvert^2 \right\}}$ $\# \dfrac{4 R_G G_L}{\left\lvert 1 + \dfrac{z_e}{Z_L} + (1 - \alpha) \dfrac{z_b + Z_G}{Z_L} \right\rvert^2}$
Amplification en puissance $= \dfrac{\text{puiss. ds. charge}}{\text{puiss. ds. l'entrée}}$	$\dfrac{R_L}{r_i} \left\lvert \dfrac{\alpha}{1 - \alpha + \dfrac{Z_L + z_e}{z_c}} \right\rvert^2 \# \dfrac{R_L}{r_i} \left\lvert \dfrac{\alpha}{1 - \alpha} \right\rvert^2$	$\dfrac{R_L}{r_i} \left\lvert \dfrac{\alpha}{1 + \dfrac{Z_L}{z_c}} \right\rvert^2 \# \dfrac{R_L}{r_i} \lvert \alpha \rvert^2$	$\dfrac{R_L}{r_i} \left\lvert \dfrac{1}{1 - \alpha + \dfrac{z_e + Z_L}{z_c}} \right\rvert^2 \# \dfrac{R_L}{r_i} \left\lvert \dfrac{1}{1 - \alpha} \right\rvert^2$
$\dfrac{\text{Gain inverse}}{\text{Gain direct}}$	$\left\lvert \dfrac{z_e}{\alpha z_c} \right\rvert^2$	$\left\lvert \dfrac{z_b}{\alpha z_c} \right\rvert^2$	$\lvert 1 - \alpha \rvert^2$
Gain max. en B.F. — Gain max.	$\dfrac{\alpha^2 r_c}{\left\{ (1 - \alpha)(r_e + r_b) \times \left(1 + \sqrt{\dfrac{r_e + (1 - \alpha) r_b}{(1 - \alpha)(r_e - r_b)}}\right)^2 \right\}}$	$\dfrac{\alpha^2 r_c}{(r_e + r_b)\left(1 + \sqrt{\dfrac{r_e + (1 - \alpha) r_b}{r_e + r_b}}\right)^2}$	$\dfrac{1}{(1 - \alpha)\left(1 + \sqrt{\dfrac{r_e + (1 - \alpha) r_b}{(1 - \alpha) r_c}}\right)^2}$
Gain max. en B.F. — Impédance d'entrée	$(r_e + r_b)\sqrt{\dfrac{r_e + (1 - \alpha) r_b}{(1 - \alpha)(r_e + r_b)}}$	$(r_e + r_b)\sqrt{\dfrac{r_e + (1 - \alpha) r_b}{r_e + r_b}}$	$r_c \sqrt{\dfrac{r_e + (1 - \alpha) r_b}{(1 - \alpha) r_c}}$
Gain max. en B.F. — Impédance de sortie	$(1 - \alpha) r_c \sqrt{\dfrac{r_e + (1 - \alpha) r_b}{(1 - \alpha)(r_e + r_b)}}$	$r_c \sqrt{\dfrac{r_e + (1 - \alpha) r_b}{r_e + r_b}}$	$(1 - \alpha) r_c \sqrt{\dfrac{r_e + (1 - \alpha) r_b}{(1 - \alpha) r_c}}$

TABLEAU V. — *Grandeurs caractéristiques du fonctionnement d'un transistor en fonction des paramètres h.*

		Émetteur commun.	Base commune.	Collecteur commun.
Paramètres h	11	$h_{bbe} = h_{bb}$	$h_{eeb} = \dfrac{h_{bb}}{1+\beta-\mu+\Delta h_e} \# \dfrac{h_{bb}}{1+\beta}$	$h_{bbc} = h_{bb}$
	12	$h_{bce} = \mu$	$h_{ecb} = \dfrac{h_{bb}h_{cc}-\mu(\beta+1)}{1+\beta-\mu+\Delta h_e} \# \dfrac{h_{bb}h_{cc}-\mu(\beta+1)}{1+\beta}$	$h_{bec} = 1-\mu \# 1$
	21	$h_{cbe} = \beta$	$h_{ceb} = \dfrac{-\beta-\Delta h_e}{1+\beta-\mu+\Delta h_e} \# \dfrac{-\beta}{1+\beta}$	$h_{ebc} = -(1+\beta)$
	22	$h_{cce} = h_{cc}$	$h_{ccb} = \dfrac{h_{cc}}{1+\beta-\mu+\Delta h_e} \# \dfrac{h_{cc}}{1+\beta}$	$h_{eec} = h_{cc}$
	Δ_h	$\Delta h_e = h_{bb}h_{cc} - \mu\beta$	$\Delta h_b = \dfrac{\Delta h_e}{1+\beta-\mu+\Delta h_e} \# \dfrac{\Delta h_e}{1+\beta}$	$\Delta h_c = h_{bb}h_{cc} + (1+\beta)(1-\mu) \# h_{bb}h_{cc} + 1 + \beta$
Gain en tension $\dfrac{v_2}{v_1}$		$\dfrac{-\beta}{h_{bb}(h_{cc}+Y_L)-\mu\beta} \# \dfrac{-\beta}{h_{bb}Y_L}$	$\dfrac{\beta}{h_{bb}(h_{cc}+Y_L)-\mu\beta} \# \dfrac{\beta}{h_{bb}Y_L}$	$\dfrac{1+\beta}{1+\beta+h_{bb}(h_{cc}+Y_L)} \# 1$
Gain en tension $\dfrac{v_2}{e_G}$		$\dfrac{-\beta}{(h_{bb}+Z_G)(h_{cc}+Y_L)-\mu\beta}$	[illegible]	[illegible]
Gain en courant $\dfrac{i_2}{i_1}$		[illegible]	[illegible]	[illegible]

Impédance d'entrée	$h_{bb} - \frac{\mu\beta}{h_{ce}+Y_L} \simeq h_{bb}$	$\frac{h_{bb}(h_{ce}+Y_L)-\mu\beta}{h_{ce}+(1+\beta)Y_L} \simeq \frac{h_{bb}}{1+\beta}$	$h_{bb} + \frac{1+\beta}{h_{ce}+Y_L}$
Admittance de sortie	$h_{ce} - \frac{\mu\beta}{h_{bb}+Z_G}$	$\frac{h_{ce}(h_{bb}+Z_G)-\mu\beta}{h_{bb}+(1+\beta)Z_G}$	$h_{ce} + \frac{1+\beta}{h_{bb}+Z_G}$
Gain $= \frac{\text{puiss. ds. charge}}{\text{puiss. max. du génér.}}$	$\frac{4R_G G_L \lvert\beta\rvert^2}{\lvert(h_{bb}+Z_G)(h_{ce}+Y_L)-\mu\beta\rvert^2} \simeq 4R_G R_L \left\lvert\frac{\beta}{h_{bb}+Z_G}\right\rvert^2$	$\frac{4R_G G_L \lvert\beta\rvert^2}{\lvert(h_{bb}+Z_G)(h_{ce}+Y_L)+\beta(Z_G Y_L-\mu)\rvert^2} \simeq 4R_G R_L \left\lvert\frac{\beta}{h_{bb}+(1+\beta)Z_G}\right\rvert^2$	$\frac{4R_G G_L \lvert 1+\beta\rvert^2}{\lvert 1+\beta+(h_{bb}+Z_G)(h_{ce}+Y_L)\rvert^2}$
Amplification en puissance $= \frac{\text{puiss. ds. charge}}{\text{puiss. ds. l'entrée}}$	$\frac{G_L}{r_i}\left\lvert\frac{\beta}{h_{ce}+Y_L}\right\rvert^2 \simeq \frac{R_L}{r_i}\lvert\beta\rvert^2$	$\frac{G_L}{r_i}\left\lvert\frac{\beta}{h_{ce}+(1+\beta)Y_L}\right\rvert^2 \simeq \frac{R_L}{r_i}\left\lvert\frac{\beta}{1+\beta}\right\rvert^2$	$\frac{G_L}{r_i}\left\lvert\frac{1+\beta}{h_{ce}+Y_L}\right\rvert^2 \simeq \frac{R_L}{r_i}\lvert 1+\beta\rvert^2$
$\frac{\text{Gain inverse}}{\text{Gain direct}}$	$\left\lvert\frac{\mu}{\beta}\right\rvert^2$	$\left\lvert\frac{h_{bb}h_{ce}-\mu(1+\beta)}{\beta}\right\rvert^2$	$\left\lvert\frac{1}{1+\beta}\right\rvert^2$
Gain max. en B. F. — Gain max.	$\frac{\beta^2}{h_{bb}h_{ce}\left(1+\sqrt{\frac{\Delta h_e}{h_{bb}h_{ce}}}\right)^2}$	$\frac{\beta^2}{h_{bb}h_{ce}\left(1+\sqrt{\frac{(1+\beta)\Delta h_e}{h_{bb}h_{ce}}}\right)^2}$	$\frac{(1+\beta)^2}{h_{bb}h_{ce}\left(1+\sqrt{1+\frac{1+\beta}{h_{bb}h_{ce}}}\right)^2}$
Gain max. en B. F. — Impédance d'entrée	$h_{bb}\sqrt{\frac{\Delta h_e}{h_{bb}h_{ce}}}$	$\frac{h_{bb}}{1+\beta}\sqrt{\frac{(1+\beta)\Delta h_e}{h_{bb}h_{ce}}}$	$h_{bb}\sqrt{1+\frac{1+\beta}{h_{bb}h_{ce}}}$
Gain max. en B. F. — Admittance de sortie	$h_{ce}\sqrt{\frac{\Delta h_e}{h_{bb}h_{ce}}}$	$\frac{h_{ce}}{1+\beta}\sqrt{\frac{(1+\beta)\Delta h_e}{h_{bb}h_{ce}}}$	$h_{ce}\sqrt{1+\frac{1+\beta}{h_{bb}h_{ce}}}$

TABLEAU VI. — *Formules générales d'un quadripole.*

	Paramètres z.	Paramètres y.	Paramètres h.
Gain en tension $\frac{v_2}{v_1}$	$\frac{z_{21} Z_L}{\Delta z + z_{11} Z_L}$	$\frac{-y_{21}}{y_{22} + Y_L}$	$\frac{-h_{21}}{\Delta h + h_{11} Y_L}$
Gain en tension $\frac{v_2}{e_G}$	$\frac{z_{21} Z_L}{\Delta z + z_{11} Z_L + z_{22} Z_G + Z_G Z_L}$	$\frac{-y_{21} Y_G}{\Delta y + y_{11} Y_L + y_{22} Y_G + Y_G Y_L}$	$\frac{-h_{21}}{\Delta h + h_{11} Y_L + h_{22} Z_G + Z_G Y_L}$
Gain en courant $\frac{i_2}{i_1}$	$\frac{-z_{21}}{z_{22} + Z_L}$	$\frac{y_{21} Y_L}{\Delta y + y_{11} Y_L}$	$\frac{h_{21} Y_L}{h_{22} + Y_L}$
Gain inverse en tension $\frac{v_1}{v_2}$	$\frac{z_{12} Z_G}{\Delta z + z_{22} Z_G}$	$\frac{-y_{12}}{y_{11} + Y_G}$	$\frac{h_{12} Z_G}{h_{11} + Z_G}$
Gain inverse en courant $\frac{i_1}{i_2}$	$\frac{-z_{12}}{z_{11} + Z_G}$	$\frac{y_{12} Y_G}{\Delta y + y_{22} Y_G}$	$\frac{-h_{12}}{\Delta h + h_{22} Z_G}$
Impédance ou admittance d'entrée	$z_i = z_{11} - \frac{z_{12} z_{21}}{z_{22} + Z_L}$	$y_i = y_{11} - \frac{y_{12} y_{21}}{y_{22} + Y_L}$	$z_i = h_{11} - \frac{h_{12} h_{21}}{h_{22} + Y_L}$
Impédance ou admittance de sortie	$z_s = z_{22} - \frac{z_{12} z_{21}}{z_{11} + Z_G}$	$y_s = y_{22} - \frac{y_{12} y_{21}}{y_{11} + Y_G}$	$y_s = h_{22} - \frac{h_{12} h_{21}}{h_{11} + Z_G}$
Gain $= \frac{\text{puiss. ds. charge}}{\text{puiss. max. du génér.}}$	$4 R_G R_L \left\lvert \frac{z_{21}}{\left\{ \begin{matrix} \Delta z + z_{11} Z_L \\ + z_{22} Z_G + Z_G Z_L \end{matrix} \right\}} \right\rvert^2$	$4 G_G G_L \left\lvert \frac{y_{21}}{\left\{ \begin{matrix} \Delta y + y_{11} Y_L \\ + y_{22} Y_G + Y_G Y_L \end{matrix} \right\}} \right\rvert^2$	$4 R_G G_L \left\lvert \frac{h_{21}}{\left\{ \begin{matrix} \Delta h + h_{11} Y_L \\ + h_{22} Z_G + Z_G Y_L \end{matrix} \right\}} \right\rvert^2$
Amplification en puissance $= \frac{\text{puiss. ds. charge}}{\text{puiss. ds. l'entrée}}$	$\frac{R_L}{r_i} \left\lvert \frac{z_{21}}{z_{22} + Z_L} \right\rvert^2 \quad (r_i = \mathcal{R}_e\, z_i)$	$\frac{G_L}{g_i} \left\lvert \frac{y_{21}}{y_{22} + Y_L} \right\rvert^2 \quad (g_i = \mathcal{R}_e\, y_i)$	$\frac{G_L}{r_i} \left\lvert \frac{h_{21}}{h_{22} + Y_L} \right\rvert^2$
Gain d'insertion $= \frac{\text{puiss. ds. charge}}{\left\{ \begin{matrix} \text{puiss. ds. charge reliée} \\ \text{directement au génér.} \end{matrix} \right\}}$	$[(R_G + R_L)^2 + (X_G + X_L)^2] \times \left\lvert \frac{z_{21}}{\left\{ \begin{matrix} \Delta z + z_{11} Z_L \\ + z_{22} Z_G + Z_G Z_L \end{matrix} \right\}} \right\rvert^2$	$[(G_G + G_L)^2 + (B_G + B_L)^2] \times \left\lvert \frac{y_{21}}{\left\{ \begin{matrix} \Delta y + y_{11} Y_L \\ + y_{22} Y_G + Y_G Y_L \end{matrix} \right\}} \right\rvert^2$	$[(G_L^2 + B_L^2)(R_G^2 + X_G^2) + 2(R_G G_L - X_G B_L) + \dots \times \left\lvert \frac{h_{21}}{\left\{ \begin{matrix} \Delta h + h_{11} Y_L \\ + h_{22} Z_G + Z_G Y_L \end{matrix} \right\}} \right\rvert^2$
Gain inverse	$4 R_G R_L \left\lvert \frac{z_{12}}{\left\{ \begin{matrix} \Delta z + z_{11} Z_L \\ + z_{22} Z_G + Z_G Z_L \end{matrix} \right\}} \right\rvert^2$	$4 G_G G_L \left\lvert \frac{y_{12}}{\left\{ \begin{matrix} \Delta y + y_{11} Y_L \\ + y_{22} Y_G + Y_G Y_L \end{matrix} \right\}} \right\rvert^2$	$4 R_G G_L \left\lvert \frac{h_{12}}{\left\{ \begin{matrix} \Delta h + h_{11} Y_L \\ + h_{22} Z_G + Z_G Y_L \end{matrix} \right\}} \right\rvert^2$
Amplification en puissance inverse	$\frac{R_G}{r_s} \left\lvert \frac{z_{12}}{z_{11} + Z_G} \right\rvert^2 \quad (r_s = \mathcal{R}_e\, z_s)$	$\frac{G_G}{g_s} \left\lvert \frac{y_{12}}{y_{11} + Y_G} \right\rvert^2 \quad (g_s = \mathcal{R}_e\, y_s)$	$\frac{R_G}{g_s} \left\lvert \frac{h_{12}}{h_{11} + Z_G} \right\rvert^2$
Gain d'insertion inverse	$[(R_G + R_L)^2 + (X_G + X_L)^2] \times \left\lvert \frac{z_{12}}{\left\{ \begin{matrix} \Delta z + z_{11} Z_L \\ + z_{22} Z_G + Z_G Z_L \end{matrix} \right\}} \right\rvert^2$	$[(G_G + G_L)^2 + (B_G + B_L)^2] \times \left\lvert \frac{y_{12}}{\left\{ \begin{matrix} \Delta y + y_{11} Y_L \\ + y_{22} Y_G + Y_G Y_L \end{matrix} \right\}} \right\rvert^2$	$[(G_L^2 + B_L^2)(R_G^2 + X_G^2) + 2(R_G G_L - X_G B_L) + \dots \times \left\lvert \frac{h_{12}}{\left\{ \begin{matrix} \Delta h + h_{11} Y_L \\ + h_{22} Z_G + Z_G Y_L \end{matrix} \right\}} \right\rvert^2$
Gain max. en B. F. — Gain max.	$\frac{r_{21}^2}{r_{11} r_{22} \left(1 + \sqrt{\frac{\Delta r}{r_{11} r_{22}}} \right)^2}$	$\frac{g_{21}^2}{g_{11} g_{22} \left(1 + \sqrt{\frac{\Delta g}{g_{11} g_{22}}} \right)^2}$	$\frac{h_{21}^2}{h_{11} h_{22} \left(1 + \sqrt{\frac{\Delta h}{h_{11} h_{22}}} \right)^2}$
Gain max. en B. F. — Résistance ou conductance d'entrée	$r_i = \sqrt{\frac{r_{11} \Delta r}{r_{22}}}$	$g_i = \sqrt{\frac{g_{11} \Delta g}{g_{22}}}$	$r_i = \sqrt{\frac{h_{11} \Delta h}{h_{22}}}$
Gain max. en B. F. — Résistance ou conductance de sortie	$r_s = \sqrt{\frac{r_{22} \Delta r}{r_{11}}}$	$g_s = \sqrt{\frac{g_{22} \Delta g}{g_{11}}}$	$g_s = \sqrt{\frac{h_{22} \Delta h}{h_{11}}}$

TABLEAU VII. — *Transistor émetteur commun.*

Valeurs limites en B. F. et en H. F. et fréquences critiques pour les principaux paramètres du montage émetteur commun.

	Limite B. F.	Limite H. F.	Fréquence de coupure.	Fig.
Admittance d'entrée en c.c. $y_{bbe} = \frac{1}{h_{bbe}}$	$\frac{g_{b'e}}{1 + r_{bb'} g_{b'e}} + j\omega \frac{C_{b'e}}{(1 + r_{bb'} g_{b'e})^2}$	$\frac{1}{r_{bb'}}$	$\frac{1 + r_{bb'} g_{b'e}}{2\pi r_{bb'} C_{b'e}} = f_\gamma$	9 $b\,(g)$ $a\,(C)$
Admittance d'entrée en c. o. l_{bbe}	$\frac{g_{b'e}(g_{ce} + g_{b'c}) + g_m g_{b'c}}{(g_{ce} + g_{b'c})(1 + r_{bb'} g_{b'e}) + r_{bb'} g_m g_{b'c}} + j\omega \frac{C_{b'e}(g_{ce} + g_{b'c})^2 + C_{b'c} g_m g_{ce}}{[(g_{ce} + g_{b'c})(1 + r_{bb'} g_{b'e}) + r_{bb'} g_m g_{b'c}]^2}$	$\frac{1}{r_{bb'}}$	$\frac{(g_{ce} + g_{b'c})(1 + r_{bb'} g_{b'e}) + r_{bb'} g_m g_{b'c}}{2\pi[C_{b'e}(1 + r_{bb'} g_{b'c} + r_{bb'} g_m) + C_{b'c} r_{bb'}(g_{ce} + g_{b'e})]}$	9 $b\,(g)$ $a\,(C)$
Transadmittance inverse en c. c. y_{bce}	$\frac{-g_{b'c}}{1 + r_{bb'} g_{b'e}} - j\omega \frac{C_{b'c}(1 + r_{bb'} g_{b'e}) - C_{b'e} r_{bb'} g_{b'c}}{(1 + r_{bb'} g_{b'e})^2}$	$-\frac{C_{b'c}}{r_{bb'} C_{b'e}}$	$\frac{1 + r_{bb'} g_{b'e}}{2\pi r_{bb'} C_{b'e}} = f_\gamma$	9 $b\,(-g)$ $a\,(-C)$
Gain inverse en tension en c. o. $h_{bce} = \mu$	$\lvert h_{bce} \rvert = \frac{g_{b'c}}{g_{b'e}}$ $\varphi = \text{Arctg} \frac{\omega C_{b'c}}{g_{b'c}} - \text{Arctg} \frac{\omega C_{b'e}}{g_{b'e}}$	$\lvert \quad \rvert = \frac{C_{b'c}}{C_{b'e}}$	$\frac{g_{b'e}}{2\pi C_{b'e}} = f_\beta$	12
Transadmittance en c. c. y_{cbe}	$\frac{g_m}{1 + r_{bb'} g_{b'e}} - j\omega \frac{C_{b'e} r_{bb'} g_m}{(1 + r_{bb'} g_{b'e})^2}$	$-\frac{C_{b'c}}{r_{bb'} C_{b'e}}$	$\frac{1 + r_{bb'} g_{b'e}}{2\pi r_{bb'} C_{b'e}} = f_\gamma$	9 $a\,(g)$ $a\,(-C)$
Gain en courant en c. c. $h_{cbe} = \beta$	$\lvert h_{cbe} \rvert = \frac{g_m}{g_{b'e}}$ $\varphi = -\text{Arctg} \frac{\omega C_{b'e}}{g_{b'e}}$	$\lvert \quad \rvert = 0$ $\varphi = \frac{\pi}{2}$	$\frac{g_{b'e}}{2\pi C_{b'e}} = f_\beta$	10
Gain en tension $\frac{v_2}{v_1}$ en c. o. l_{cbe}	$\lvert l_{cbe} \rvert = \frac{g_m}{(1 + r_{bb'} g_{b'e})(g_{ce} + g_{b'c}) + r_{bb'} g_m g_{b'c}}$ $\varphi = \pi - \text{Arctg} \frac{\omega[C_{b'e}(1 + r_{bb'} g_{b'c} + r_{bb'} g_m) + C_{b'c} r_{bb'}(g_{ce} + g_{b'e})]}{(g_{ce} + g_{b'c})(1 + r_{bb'} g_{b'e}) + r_{bb'} g_m g_{b'c}}$	$\lvert \quad \rvert = 0$ $\varphi = 0$	$\frac{(g_{ce} + g_{b'c})(1 + r_{bb'} g_{b'e}) + r_{bb'} g_m g_{b'c}}{2\pi[C_{b'e}(1 + r_{bb'} g_{b'c} + r_{bb'} g_m) + C_{b'c} r_{bb'}(g_{ce} + g_{b'e})]}$	11
Admittance de sortie en c. c. y_{cce}	$g_{ce} + g_{b'c} + \frac{r_{bb'} g_m g_{b'c}}{1 + r_{bb'} g_{b'e}} + j\omega\left[C_{b'c} + r_{bb'} g_m \frac{C_{b'c}(1 + r_{bb'} g_{b'e}) - C_{b'e} r_{bb'} g_{b'c}}{(1 + r_{bb'} g_{b'e})^2}\right]$	$g_{ce} + g_{b'c} + g_m \frac{C_{b'c}}{C_{b'e}} + j\omega C_{b'c}$	$\frac{1 + r_{bb'} g_{b'e}}{2\pi r_{bb'} C_{b'e}} = f_\gamma$	9 $b\,(g)$ $a\,(C)$
Admittance de sortie en c. o. $h_{cce} = h_{oe}$	$g_{ce} + g_{b'c} + g_m \frac{g_{b'c}}{g_{b'e}} + j\omega\left(C_{b'c} + g_m \frac{C_{b'c} g_{b'e} - C_{b'e} g_{b'c}}{g_{b'e}^2}\right)$	$g_m \frac{C_{b'c}}{C_{b'e}} + j\omega C_{b'c}$	$\frac{g_{b'e}}{2\pi C_{b'e}} = f_\beta$	9 $b\,(g)$ $a\,(C)$

TABLEAU VIII. — *Transistor base commune.*

Valeurs limites en B. F. et en H. F. et fréquences critiques pour les principaux paramètres du montage de base commune.

	Limite B. F.	Limite H. F.	Fréquence de coupure.	Fig.
Admittance d'entrée en c. c. $y_{ceb} = \frac{1}{h_{ceb}}$	$\frac{g_{b'e}+g_m}{1+r_{bb'}g_{b'e}} - j\omega C_{b'c}\frac{r_{b'}g_m-1}{(1+r_{bb'}g_{b'e})^2}$	$\frac{1}{r_{bb'}} + j\omega C_{b'c}$	$\frac{1+r_{bb'}g_{b'e}}{2\pi r_{bb'}C_{b'e}} = f_y$	9 a (g a (–
Impédance d'entrée en c. c. $h_{ceb} = \frac{1}{y_{ceb}}$	$\frac{1+r_{bb'}g_{b'e}}{g_{b'e}+g_m} + j\omega C_{b'c}\frac{g_m r_{bb'}-1}{(g_m+g_{b'e})^2}$	$r_{bb'} - j\omega r_{bb'}^2 C_{b'c}$	$\frac{g_m+g_{b'e}}{2\pi C_{b'e}} = f_\alpha$	9 b (r a (L
Transadmittance inverse en c. c. y_{ecb}	$-g_{ce} - g_{b'c}\frac{r_{bb'}(g_m+g_{b'e})}{1+r_{bb'}g_{b'e}}$ $-j\omega\left[C_{b'c} + (r_{bb'}g_m-1)\frac{\{C_{b'c}(1+r_{bb'}g_{b'e}) - C_{b'e}r_{bb'}g_{b'c}\}}{(1+r_{bb'}g_{b'e})^2}\right]$	$-g_{ce} - g_{b'c}$ $-\frac{C_{b'c}}{C_{b'e}}\left(g_m - \frac{1}{r_{bb'}}\right)$ $-j\omega C_{b'c}$	$\frac{1+r_{bb'}g_{b'e}}{2\pi r_{bb'}C_{b'e}} = f_y$	9 b (– a (–
Gain inverse en tension en c. o. h_{ecb}	$\lvert h_{ecb} \rvert = r_{bb'}g_{b'c} + g_{ce}\frac{1+r_{bb'}g_{b'e}}{g_m+g_{b'e}}$ $\varphi = \text{Arctg}\frac{\{\omega[C_{b'e}(g_{ce}+g_{b'c}) + C_{b'c}(g_m+g_{b'e})]\}}{\left\{g_{b'c}(g_m+g_{b'e}) + g_{ce}\left(g_{b'e}+\frac{1}{r_{bb'}}\right)\right\}}$ $-\text{Arctg}\frac{\omega C_{b'e}}{g_m+g_{b'e}}$	$\lvert\ \ \rvert = 1$ $\varphi = 0$	$= \frac{\left\{g_{b'c}(g_m+g_{b'e}) + g_{ce}\left(\frac{1}{r_{bb'}}+g_{b'e}\right)\right\}}{\{2\pi[C_{b'c}(g_m+g_{b'e}) + C_{b'e}(g_{ce}+g_{b'c})]\}}$	13
Transadmittance en c. c. y_{ceb}	$\frac{-g_m}{1+r_{bb'}g_{b'e}} + j\omega\frac{C_{b'e}g_m r_{bb'}}{(1+r_{bb'}g_{b'e})^2}$	$-g_{ce} - g_{b'c}$ $-\frac{C_{b'c}}{C_{b'e}}\left(g_m - \frac{1}{r_{bb'}}\right)$ $-j\omega C_{b'c}$	$\frac{1+r_{bb'}g_{b'e}}{2\pi r_{bb'}C_{b'e}} = f_y$	9 a (– a (C
Gain en courant en c. c. $h_{ceb} = \alpha$	$\lvert\alpha\rvert = \frac{g_m}{g_m+g_{b'e}}$ $\varphi = -\text{Arctg}\frac{\omega C_{b'e}}{g_m+g_{b'e}}$	$\lvert\alpha\rvert = 0$ $\varphi = \frac{\pi}{2}$	$\frac{g_m+g_{b'e}}{2\pi C_{b'e}} = f_\alpha$	10
Admittance de sortie en c. o. h_{ccb}	$g_{b'c} + g_{ce}\frac{g_{b'e}}{g_m+g_{b'e}}$ $+j\omega\left(C_{b'c} + C_{b'e}\frac{g_m g_{ce}}{(g_m+g_{b'e})^2}\right)$	$g_{ce} + j\omega C_{b'c}$	$\frac{g_m+g_{b'e}}{2\pi C_{b'e}} = f_\alpha$	9 b (g a (C

$l_{eeb} = l_{bbe}$ $l_{ceb} = -l_{cbe}$ $y_{ccb} = y_{cce}$

La même expression est valable pour y_{ecb} relative au montage base commune tant que la fréquence est assez inférieure à la fréquence maximum d'oscillation du transistor.

Pour le montage collecteur commun on trouve que $\frac{1}{y_{ebc}}$ peut être représenté par une résistance qui varie de $-\frac{1+r_{bb'}g_{b'e}}{g_m}$ en basse fréquence à $-r_{bb'}$ en haute fréquence en série avec une self qui varie de $\frac{-r_{bb'}g_m C_{b'e}}{(g_m+g_{b'e})^2}$ en basse fréquence à zéro en haute fréquence, ces éléments ayant la fréquence de coupure f_α.

De même, l'impédance d'entrée pour la sortie en court-circuit dans le montage base commune est presque toujours selfique.

Les autres signes moins qui apparaissent dans les tableaux VII, VIII et IX sont dus aux conventions de sens pour les courants et les tensions.

Parmi les paramètres sans dimensions, les plus fondamentaux sont les gains en courant pour la sortie en court-circuit (α pour le montage base commune et β pour le montage émetteur commun). Leurs variations en fonction de la fréquence, déduite du schéma de la figure 1, sont indiquées dans les tableaux et sur la figure 10. Les valeurs ainsi obtenues sont très correctes pour les modules mais trop faibles pour les phases. En tenant compte d'une self à rajouter en série avec g_{ce} on trouve les expressions

$$\varphi_\alpha = -\operatorname{arc\,tg}\frac{f}{3f_\alpha} - \operatorname{arc\,tg}\frac{2f}{3f_\alpha},$$

$$\varphi_\beta = -\operatorname{arc\,tg}\frac{f}{f_\beta} - \operatorname{arc\,tg}\frac{f}{3\beta_0 f_\beta}$$

TABLEAU IX. — *Transistor collecteur commun.*

Valeurs limites en B. F. et en H. F. pour les principaux paramètres du montage collecteur commun.

	Limite B. F.	Limite H. F.	Fréquence de coupure.	Fig.
Admittance d'entrée en c. o. l_{bbc}	$g_{b'c}+g_{ce}\frac{g_{b'e}}{g_{b'e}+g_m}$ $+j\omega\left[C_{b'c}+C_{b'e}\frac{g_m g_{ce}}{(g_{b'e}+g_m)^2}\right]$	$\frac{1}{r_{bb'}}$	$\frac{g_m+g_{b'e}}{2\pi C_{b'e}}=f_\alpha$ (pour $r_{bb'}=0$ et lim H.F. $=g_{ce}+g_{b'c}+j\omega C_{b'c}$)	9 $b\,(g)$ $a\,(c)$
Gain inverse en tension en c. o. h_{bec}	1	1 $\varphi\neq 0$		
Transadmittance en c. c. y_{ebc}	$\frac{-g_{b'e}-g_m}{1+r_{bb'}g_{b'e}}+j\omega C_{b'e}\frac{r_{bb'}g_m-1}{(1+r_{bb'}g_{b'e})^2}$	$-\frac{1}{r_{bb'}}$	$\frac{1+r_{bb'}g_{b'e}}{2\pi r_{bb'}C_{b'e}}=f_\gamma$	9 $a\,(-g)$ $a\,(C)$
Gain en courant en c. c. $h_{ebc}=-(1+\beta)$	$\lvert h_{ebc}\rvert=\frac{g_m+g_{b'e}}{g_{b'e}}$ $\varphi=\pi+\operatorname{Arctg}\frac{\omega C_{b'e}}{g_m+g_{b'e}}$ $-\operatorname{Arctg}\frac{\omega C_{b'e}}{g_{b'e}}$	$\lvert h_{ebc}\rvert=1$ $\varphi=\pi$	$\neq\frac{g_{b'e}}{2\pi C_{b'e}}=f_\beta$	
Gain en tension en c. o. l_{ebc}	1	1 $\varphi\neq 0$		

$$y_{bbc}=\frac{1}{h_{bbc}}=-y_{bec}=y_{bbe} \qquad y_{eec}=y_{eeb} \qquad h_{eec}=h_{ece}$$

représentées sur la figure 10 et qui coïncident très bien avec l'expérience (β_0 est la valeur limite de β en basse fréquence).

La fréquence f_α de coupure de α (2,18 Mc/s) est beaucoup plus grande que celle f_β relative à β

Pour le montage collecteur commun les gains en tension directs et inverses sont pratiquement toujours égaux à 1.

On remarque que les tableaux VII, VIII et IX permettent de calculer tous les paramètres y ou h

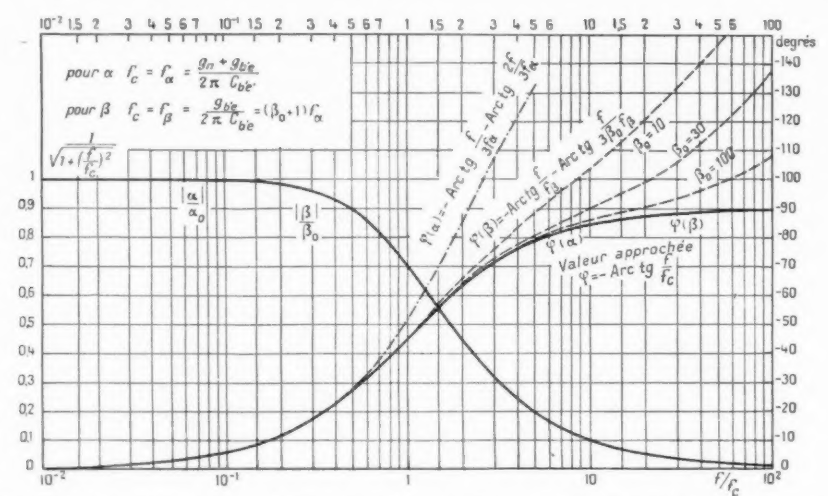


Fig. 10. — Courbes universelles de la variation des gains en courant en court-circuit α et β avec la fréquence.

(53 kc/s). Les deux sont liées par la relation

$$f_\alpha = (1 + \beta_0) f_\beta.$$

Les variations des gains en tension directs $\frac{v_2}{v_1}$ et inverses $\frac{v_1}{v_2}$ pour l'entrée ou la sortie en circuit ouvert sont plus complexes. Leurs allures générales sont indiquées sur les figures 11, 12, 13. Dans le cas du gain inverse en tension pour le montage émetteur commun, il faut tenir compte, aux fréquences élevées, de la capacité parasite de montage C_{bc} entre base et collecteur.

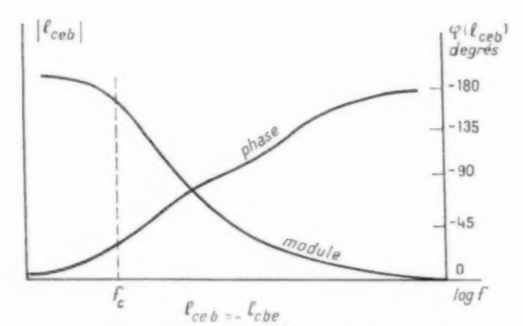


Fig. 11. — Variation en fonction de la fréquence du gain maximum en tension pour les montages émetteur commun et base commune.

d'un transistor. A partir de là, le tableau VI fournit la valeur des autres grandeurs intéressantes en pratiques

Il reste à dire quelques mots des gains maxima

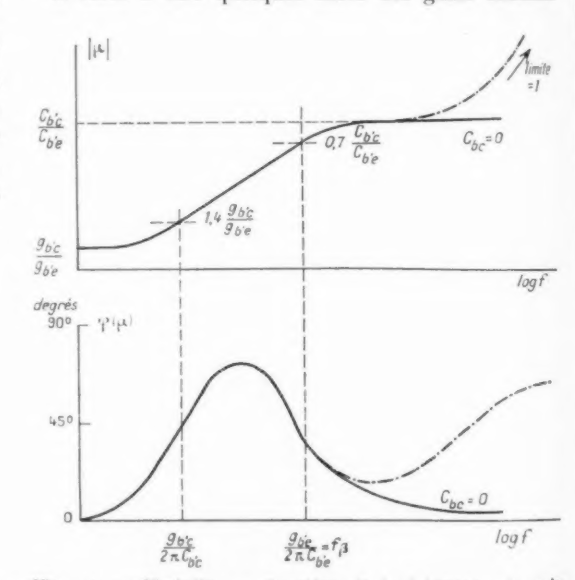


Fig. 12. — Variation en fonction de la fréquence du gain inverse en tension en circuit ouvert pour le montage émetteur commun.

en puissance entre impédances adaptées. Au paragraphe 1 on a vu que ce gain ne pouvait être défini qu'aux fréquences très basses et très hautes pour un transistor non neutrodyné et l'on a trouvé la valeur de ce gain en fonction de la fréquence pour un transistor émetteur commun neutrodyné.

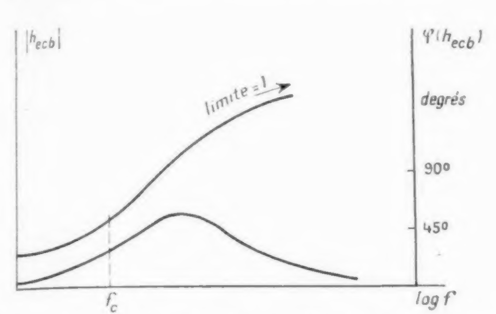


Fig. 13. — Gain inverse en tension pour l'entrée en circuit ouvert dans le montage base commune.

Pour un transistor émetteur commun, les valeurs du gain maximum avec et sans neutrodynage sont très voisines quand ces dernières existent (*fig.* 14).

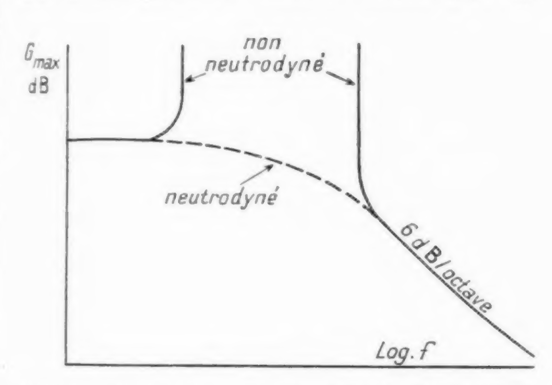


Fig. 14. — Gain maximum d'un transistor émetteur commun en fonction de la fréquence. En pointillé : transistor neutrodyné.

Aux fréquences élevées le gain maximum a pour valeur.

$$G_{max} = \frac{g_m}{4\,\omega^2 r_{bb'} C_{b'e} C_{b'c}},$$

c'est-à-dire décroît avec une pente de 6 dB par octave.

Les impédances adaptées correspondantes sont des résistances pures égales à $r_{bb'}$ à l'entrée et $\frac{C_{b'e}}{g_m C_{b'c}}$ à la sortie.

Pour le montage base commune, le gain maximum du transistor neutrodyné en basse fréquence est inférieur de quelques décibels à celui du transistor non neutrodyné (28,5 contre 33 dB). Aux fréquences élevées, les deux gains deviennent égaux à celui

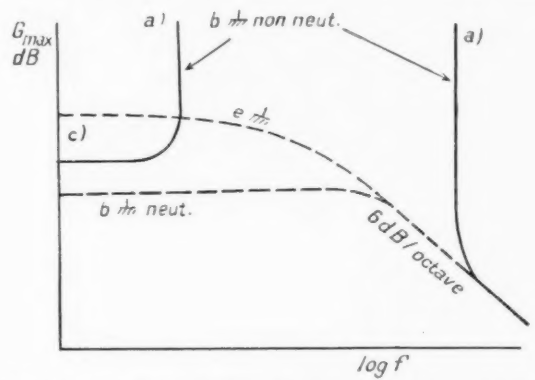


Fig. 15. — Gain maximum d'un transistor base commune en fonction de la fréquence.

a. Transistor non neutrodyné; *b*. Transistor neutrodyné; *c*. Pour référence gain maximum dans le montage émetteur commun.

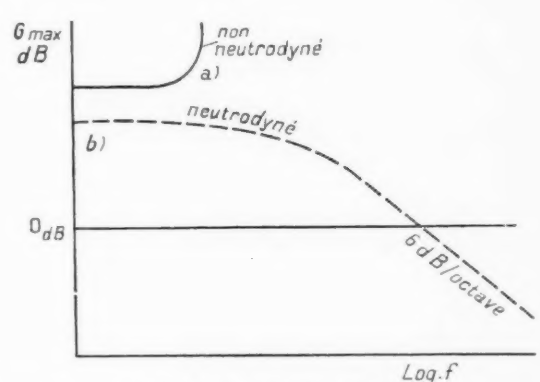


Fig. 16. — Gain maximum d'un transistor collecteur commun en fonction de la fréquence.

a. Le transistor non neutrodyné n'est stable qu'aux très basses fréquences; *b*. Le transistor neutrodyné a un gain qui devient vite très faible.

du montage émetteur commun et les impédances adaptées d'entrée et de sortie sont également les mêmes.

Pour le montage collecteur commun (*fig.* 16), le gain maximum du transistor non neutrodyné ne peut être défini qu'aux très basses fréquences. Celui du transistor neutrodyné dépend fortement du circuit de neutrodynage [12]. Avec le circuit de la figure 7, on trouve en basse fréquence une valeur

très inférieure (9 contre 16 dB) qui tombe à 1 pour une fréquence de l'ordre de f_α et décroît ensuite avec une pente de 6 dB par octave.

Il est enfin intéressant de trouver un facteur de mérite caractérisant l'aptitude d'un transistor à fonctionner à des fréquences élevées. Les fréquences de coupure des différents paramètres n'ont pas grande signification à cet égard et il semble beaucoup plus intéressant de choisir la fréquence maximum d'oscillation f_m. C'est la fréquence pour laquelle le gain maximum dans les montages émetteur commun ou base commune est égal à 1,

$$f_m = \frac{1}{4\pi}\sqrt{\frac{g_m}{r_{bb'}C_{b'e}C_{b'c}}} \# \sqrt{\frac{f_\alpha}{8\pi r_{bb'}C_{b'c}}} \# \sqrt{\frac{\beta_0 f_\beta}{8\pi r_{bb'}C_{b'c}}}$$

et le gain maximum de ces montages aux fréquences élevées est

$$G_{max} = \left(\frac{f_m}{f}\right)^2.$$

CONCLUSION.

Les formules précédentes permettent de calculer les paramètres fondamentaux d'un transistor en régime linéaire à toutes fréquences. On peut pour cela, soit utiliser directement les grandeurs du schéma équivalent naturel, soit calculer à partir d'elles les paramètres z ou h et employer les formules correspondantes. Cette dernière méthode est en général plus compliquée, sauf en très basse fréquence.

L'emploi du schéma équivalent naturel et des courbes universelles de variation des paramètres en fonction de la fréquence conduit à une détermination très rapide du circuit à associer à un transistor en haute fréquence.

Une étude plus détaillée figurera dans un Ouvrage qui sera publié prochainement.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] R. F. Shea, *Principles of transistor circuits*, J. Wiley and Sons, New-York, 1953.

[2] R. L. Wallace et W. Pietenpol, *Some circuit properties and applications of n.p.n. transistors* (*Bell Syst. Tech. J.*, t. 30, juill. 1951, p. 530).

[3] J. M. Ryder et R. J. Kircher, *Some circuit aspect of the transistor* (*Bell. Syst. Tech. J.*, t. 28, juill. 1949, p. 367).

[4] F. R. Stancel, *Transistor equations* (*Electronics*, t. 26, mars 1953, p. 156).

[5] C. C. Cheng, *Transistor equations using h parameters* (*Electronics*, t. 27, avril 1954, p. 191).

[6] J. M. Early, *Design theory of junction transistors* (*Bell Syst. Tech. J.*, t. 32, nov. 1953, p. 1271).

[7] J. Zawels, *The natural equivalent circuit of junction transistors* (*R. C. A. Rev.*, t. 16, sept. 1955, p. 360).

[8] L. J. Giacoletto, *Study of p.n.p. alloy junction transistors from DC through medium frequencies* (*R. C. A. Rev.*, t. 15, déc. 1954, p. 506).

[9] L. J. Giacoletto, *Terminology and equations for linear active four terminal networks including transistors* (*R. C. A. Rev.*, t. 14, mars 1953, p. 28).

[10] G. Y. Chu, *Unilateralization of junction transistor amplifiers at high frequencies* (*Proc. Inst. Radio Eng.*, t. 43, août 1955, p. 1001).

[11] A. P. Stern, CA Aldridge et W. F. Chow, *Internal feedback and neutralization of transistor amplifiers* (*Proc. Inst. Radio Eng.*, t. 43, juill. 1955, p. 838).

[12] S. J. Mason, *Power gain in feedback amplifiers* (*Trans. Inst. Radio Eng.*, vol. C. T. I., juin 1954, p. 20).

RÉCENTS DÉVELOPPEMENTS DANS LE DOMAINE DES TUBES « CARCINOTRON O » (¹)

PAR P. PALLUEL,

Département « Recherches Électroniques et Atomistiques »
du Centre de Recherches Techniques de la Compagnie Générale de T. S. F.

SOMMAIRE. — *Les « Carcinotrons O » sont des tubes auto-oscillateurs basés sur le couplage d'un faisceau d'électrons et d'une onde inverse. Ils sont peu sensibles à la charge et présentent une très large bande d'accord électronique.*

La théorie et l'expérience sont en bon accord en ce qui concerne les conditions d'accrochage et les valeurs de la fréquence et de la puissance à l'état de régime. Les effets de la courbure de la caractéristique fréquence-tension, de réflexions terminales, des tolérances de construction, de la dérive thermique, des fluctuations des sources sont compatibles avec les exigences des applications.

Une série de six modèles, présentant chacun une bande d'une octave, couvre le domaine 1000-15000 Mc/s; *deux tubes différents sont disponibles dans les bandes les plus courantes. Tous ces tubes sont équipés d'aimants permanents et utilisent des lignes interdigitales assurant des qualités de robustesse, stabilité et reproductibilité* (C. D. U. : 625.385.1.0296).

SUMMARY. — *« O Carcinotron » tubes are self-oscillators operating on the basis of the coupling of an electron beam with a backward wave. They are relatively insensitive to load and possess a very wide electronic tuning band.*

Theory and experiment are in good agreement as regards initiation of oscillations as well as frequency and power under steady conditions. The effects of curvature of the voltage-frequency characteristic, of end reflexions, constructional tolerances, thermal drifts, supply variations are compatible with operating requirements.

A series of six types, each covering one octave, covers the range of 1000 *to* 15 000 Mc/s; *two different tubes are available for the bands in more general use. All these tubes are fitted with permanent magnets and use interdigital lines which ensure ruggedness, stability and reproductibility* (U. D. C. : 625.385.1.029.6).

1. INTRODUCTION.

L'application systématique des principes d'interaction entre ondes progressives et faisceaux d'électrons, mis en œuvre, à l'origine, dans les tubes amplificateurs T. P. O. et T. P. O. M. a été étendue depuis à la conception d'oscillateurs dits « à onde inverse » ou « Carcinotrons (²) ».

Ces oscillateurs, dont l'existence fut révélée simultanément par R. Kompfner et B. Epsztein en 1952 [1] ont aussitôt paru appelés à jouer un rôle éminent dans la technique : grâce à une bande d'accord électronique de fréquence beaucoup plus étendue que celle des tubes antérieurement connus, l'utilisation de ces tubes est en effet capable d'apporter d'importants perfectionnements tant dans le domaine des générateurs de laboratoire que dans les applications aux systèmes de télécommunications et de radars.

De nombreux modèles de tubes ont été développés, surtout en France et aux États-Unis; ils se groupent en deux types, désignés ici sous les noms de C. O. et C. M. suivant leur parenté avec les amplificateurs, c'est-à-dire d'après le mécanisme de prélèvement de l'énergie utile à la source continue. Une énumération détaillée des publications qui leur ont été consacrées deviendrait rapidement incomplète en

(¹) Communication du 21 décembre 1954 devant la Vᵉ Section de la Société des Radioélectriciens.

Manuscrit reçu le 15 janvier 1956.

(²) Marque déposée par la Compagnie Générale de T. S. F.

raison des développements intensifs en cours. Les principes de fonctionnement et de nombreux exemples de réalisations peuvent être trouvés dans les travaux de R. Kompfner et N. T. Williams [2], R. Warnecke, P. Guénard, O. Dœhler, B. Epsztein [3] à [8], L. R. Walker [9], H. Heffner [10], R. Pierce [11], H. R. Johnson [12], R. W. Grow et D. A. Watkins [13], P. Palluel et A. K. Goldberger [14], etc.

L'étude qui va suivre est limitée au domaine des « Carcinotrons O », tubes à puissance relativement faible et dont la réalisation pratique se rapproche de celle des amplificateurs T. P. O. Son but est de résumer le travail accompli par la Compagnie Générale de T. S. F. pour appliquer les conceptions fondamentales à la construction de tubes à très large bande d'accord électronique, maintenant réalisés sous une forme industrielle et couvrant l'étendue du domaine des ondes centimétriques.

En dehors de renseignements généraux propres à guider l'utilisateur, tels que l'énoncé des gammes couvertes et des performances des différents modèles, il a paru nécessaire d'effectuer une description d'ensemble des propriétés de tels tubes et d'analyser de façon plus détaillée certaines d'entre elles en raison de leur intérêt pratique. Cette analyse est rendue possible par l'accord satisfaisant constaté, sur les points essentiels, entre les caractéristiques théoriques et les résultats des mesures; elle montre que les principes de base sont convenablement mis en œuvre dans les tubes techniques et fournit des données suffisamment précises pour le projet de tubes futurs répondant à des besoins très variés.

Les données théoriques utilisées sont extraites d'une théorie générale des tubes à propagation d'onde [7] à laquelle on voudra bien se référer pour la justification des relations fondamentales. Les évaluations relatives à l'effet des réflexions trouvent leur origine dans un travail non publié de P. Guénard et C. Berterottière [15].

2. PROPRIÉTÉS GÉNÉRALES DE L'OSCILLATEUR « CARCINOTRON O ».

Le fonctionnement du « Carcinotron » repose sur l'interaction, le long d'une ligne à retard, d'un faisceau d'électrons et d'une onde inverse, c'est-à-dire dont l'énergie se propage dans la direction opposée à celle du faisceau. Comme dans tous les tubes à propagation d'ondes, l'interaction n'est possible qu'au voisinage du synchronisme entre la vitesse du faisceau et la vitesse de phase de l'onde retardée. L'énergie initialement cédée par le faisceau le long de son parcours intervient à l'origine de ce parcours pour accroître la modulation initiale du faisceau et par suite la possibilité d'une nouvelle cession d'énergie. Le processus peut se développer jusqu'à l'apparition d'oscillations si certaines conditions sont remplies, en particulier si la longueur du parcours électronique et l'intensité du courant ont des valeurs suffisantes.

Il n'est fait appel, dans ce fonctionnement, à aucun mécanisme de couplage par réaction de l'onde, mais seulement à un couplage purement électronique. L'existence de réflexions aux extrémités du système peut modifier les conditions du couplage et par suite les éléments déterminant l'accrochage de l'oscillation, mais il est clair qu'aucune modification ne se produit si l'une au moins des extrémités de la ligne à retard est parfaitement adaptée; si cette extrémité est celle vers laquelle le faisceau termine son parcours, la fréquence d'oscillation est insensible à la charge. L'effet du produit des réflexions terminales sera examiné de façon détaillée.

La possibilité d'interaction du faisceau avec une onde inverse résulte des propriétés des lignes à retard. La vitesse de phase est obtenue, à chaque fréquence, d'après la définition du déphasage existant sur la ligne entre éléments périodiques adjacents. Ce déphasage est défini à $\pm 2k\pi$ près; la suite des modes correspondants, dits harmoniques d'espace, est représentée schématiquement figure 1, où il apparaît que la vitesse de groupe v_g et la vitesse de phase v_0 sont alternativement de même signe et de signes contraires, le premier cas correspondant à celui des amplificateurs et le second à celui des « Carcinotrons ». L'interaction sur l'un de ces modes dépend, à chaque fréquence, du choix de la vitesse du faisceau. Pour une onde inverse, l'opposition des signes de v_g et v_0 implique une ligne dispersive, c'est-à-dire la variation de la vitesse de phase avec la fréquence, et par suite la possibilité précieuse de commander celle-ci par variation de la vitesse du faisceau.

Une certaine valeur I_0 du courant est nécessaire pour obtenir l'accrochage. En termes usuels, l'existence de ce courant correspond, le long de la ligne de longueur L, à un certain gain $\gamma_0 L$ destiné à vaincre les pertes et à emmagasiner l'énergie nécessaire à la modulation de vitesse du faisceau et à sa conversion en modulation de densité. Comme dans le T.P.O., le gain s'écrit

$$\gamma_0 L = \left(\frac{\Gamma_0^2 \Gamma_e R_c I_0 L^3}{4 V_0}\right)^{\frac{1}{3}},$$

$\Gamma_0 = \frac{\omega}{v_0}$ étant la constante de propagation de l'onde

libre retardée, $\Gamma_e = \frac{\omega}{v_e}$ la constante correspondante pour la vitesse du faisceau, V_0 la tension d'accélération du faisceau et R une impédance caractérisant le couplage de l'onde et du faisceau en interaction. A l'accrochage, la théorie permet d'évaluer $\gamma_0 L = 1{,}97$.

Lorsque le courant I est supérieur à I_0, le gain est plus élevé et un excédent de puissance est cédé à la charge extérieure. L'énergie ainsi mise en jeu

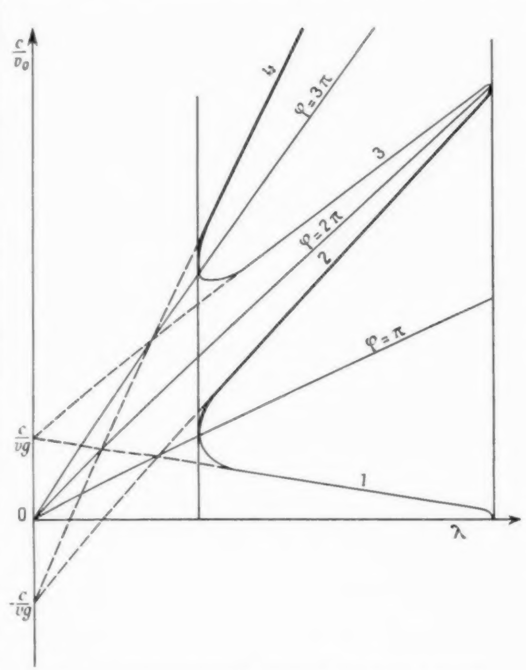


Fig. 1. — Harmoniques d'espace d'une ligne à retard. Les vitesses de phase et de groupe sont de signes contraires pour les modes 2, 4, ...

est prélevée sur l'énergie cinétique du faisceau; par suite celui-ci est freiné et le maintien du synchronisme entraîne un glissement négatif de fréquence lorsque le courant augmente. C'est sur ce point que le mécanisme du « Carcinotron O » diffère essentiellement de celui du « Carcinotron M » où, grâce à la définition de la vitesse par le rapport d'un champ électrique et d'un champ magnétique constants, l'énergie est prélevée sur l'énergie potentielle du faisceau.

En ce qui concerne la définition de la fréquence d'oscillation à l'accrochage, l'application de la condition de synchronisme doit tenir compte du fait que le mécanisme de modulation du faisceau correspond à un retard de phase de l'ordre de π, correspondant au freinage du faisceau à l'accrochage et analogue à l'effet du transformateur de couplage dans un oscillateur triode. Le déphasage total étant défini à $2m\pi$ près, la relation entre la vitesse initiale du faisceau et la vitesse de phase de l'onde libre est :

$$(1)\qquad (\Gamma_0 - \Gamma_e)L = (2m+1)\pi = \Phi.$$

Φ étant beaucoup plus petit que les ΓL, v_0 et v_e restent très voisins. D'après (1), plusieurs fréquences peuvent être excitées à la même tension. Un calcul exact montre que, pour les ordres $m = 0$ et $m = 1$, Φ prend les valeurs 3 et 10, tout à fait comparables aux valeurs π et 3π déduites du raisonnement. Le synchronisme optimum correspond à $m = 0$; pour les ordres supérieurs, le courant d'accrochage est donc plus élevé, il vaut $I_1 = 6{,}3\ I_0$ pour $m = 1$.

Des oscillations parasites ne peuvent donc apparaître que pour des valeurs suffisamment élevées du courant; dans ce cas la charge d'espace peut apparaître au sein du faisceau. Son existence correspond à un freinage, c'est-à-dire à un accroissement de la constante Φ et, par suite, à une augmentation du courant d'accrochage et du rapport $\frac{I_1}{I_0}$.

Une description plus complète nécessiterait des calculs détaillés. Les notions précédentes suffisent à souligner les propriétés essentielles du système, qui vont être maintenant examinées de plus près par une comparaison des résultats de mesure et des évaluations calculées. Afin de connaître l'étendue du domaine où a été effectuée cette comparaison, le lecteur peut se reporter aux tableaux IV et IV *bis* résumant les caractéristiques des tubes soumis à l'examen.

3. CARACTÉRISTIQUE FRÉQUENCE-TENSION.

L'étude expérimentale de la caractéristique fréquence-tension consiste principalement en une vérification de la relation (1) qui s'écrit pratiquement

$$(2)\qquad \frac{c}{v_0} - \frac{c}{v_e} = \frac{\lambda}{2L}.$$

Le terme $\frac{\lambda}{2L}$ est petit devant les $\frac{c}{v}$ de sorte que la caractéristique fréquence-tension mesure en première approximation la caractéristique de dispersion de la ligne. Pour les lignes interdigitales sans plafond ou à plafonds éloignés employées ici, la caractéristique de dispersion peut être calculée de façon simple, d'après le pas p de la ligne et la longueur l des doigts,

en admettant que l'onde se propage à la vitesse de la lumière c dans les méandres compris entre les doigts. La caractéristique ainsi obtenue, correspondant à un mode fondamental inverse si l'on tient compte que, vue du faisceau, la phase s'inverse de π à chaque méandre, s'écrit

$$(3) \qquad \frac{c}{v_0} = \frac{\lambda - 2(l+p)}{2p}.$$

Dans la suite, la longueur $l + p$ sera exprimée de façon simplifiée par l. La figure 2 est une comparaison utilisant les coordonnées réduites, entre la relation (3) et les valeurs $\frac{c}{v_0} = \frac{506}{\sqrt{V_0}}$ déduites des caractéristiques fréquence-tension expérimentales relatives à trois types de tubes couvrant les domaines 1000-2 000, 2 000-4 000 et 8 000-11 000 Mc/s.

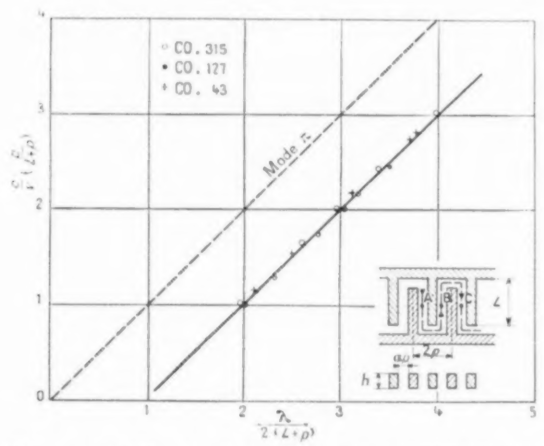


Fig. 2. — Tubes CO.315-CO.127-CO.43, Comparaison entre les caractéristiques de dispersion théoriques de lignes interdigitales (courbe en trait plein) et les caractéristiques déduites des courbes fréquence-tension (les coordonnées habituelles λ, $\frac{c}{v}$ sont réduites aux valeurs $\frac{\lambda}{2(l+p)}$, $\frac{c}{v}\frac{2p}{2(l+p)}$.

La concordance observée justifie à la fois les relations (2) et (3) dans un domaine de fréquences très étendu. Par suite elle autorise le projet, avec une précision suffisante, de tubes à lignes interdigitales tels que tous ceux qui sont décrits ici. De plus elle rend possible l'analyse de certaines propriétés particulières dont l'évaluation offre un intérêt pratique.

3.1. Linéarité de la caractéristique fréquence-tension.

L'expression générale de la pente $\sigma = \frac{\Delta F}{\Delta V}$ de la caractéristique fréquence-tension est

$$\sigma = \frac{45}{F}\,\frac{\Gamma_0^2}{\Gamma_0 - \Gamma_g},$$

les fréquences étant exprimées en mégacycles par seconde. $\Gamma_g = \frac{\omega}{v_g}$ est de signe opposé à Γ_0. Il est en principe possible d'obtenir une valeur constante de σ, c'est-à-dire un contrôle linéaire de la fréquence, dans une bande atteignant au maximum une octave. Toutefois il n'est pas connu de solutions pratiques simples à ce problème. Les lignes utilisées le plus couramment (à hélices et interdigitales) sont telles que $\frac{c}{v_0}$ varie linéairement avec λ dans un très large domaine, de sorte que la caractéristique fréquence-tension a l'allure représentée figure 3 et que la linéarité ne peut être obtenue que dans une bande relativement étroite.

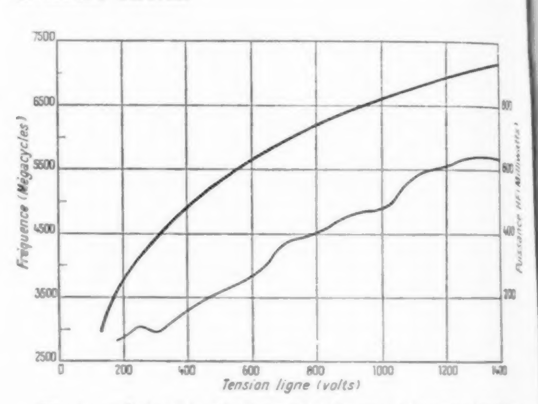


Fig. 3. — Tube CO.94. Caractéristiques fréquence-tension (courbe supérieure) et puissance-tension (courbe inférieure).

Dans le cas de la ligne interdigitale,

$$\sigma = \frac{1}{2(1012p)^2}\,\frac{(c - 2lF)^2}{F}.$$

Un intervalle de fréquence ΔF étant couvert dans un domaine de tension $V_0 - \Delta V$, $V_0 + \Delta V$, la fréquence centrale F_0 obtenue pour V_0 diffère de la moyenne des fréquences extrêmes d'une quantité δF et l'écart relatif de linéarité peut être défini par

$$\pm\frac{1}{2}\,\frac{\delta F}{\Delta F} = \pm\frac{c}{16l}\,\frac{\Delta F}{F^2}.$$

Ainsi l'écart de linéarité d'un tube CO.127 dans une bande de 60 Mc/s autour de $F_0 = 3\,000$ Mc/s est de l'ordre de $\pm$ 0,4 Mc/s. Le produit lF varie du simple au double dans la gamme d'un même tube;

d'un modèle à l'autre il ne varie que de ± 10 % à la fréquence centrale; par suite le défaut de linéarité est peu variable d'un bout à l'autre de la gamme de l'ensemble des tubes. Pour des tubes particuliers à bande relativement étroite il est possible de réduire simultanément la sensibilité et le défaut de linéarité. Il sera montré dans la suite comment ce défaut peut être corrigé ou aggravé d'après le module et la phase des réflexions terminales.

3.2. Reproductibilité de la caractéristique fréquence-tension.

La relation (3) permet d'examiner l'influence des variations des dimensions l et p sur la fréquence et par suite d'étudier l'effet des tolérances de construction sur la reproductibilité des tubes d'un même modèle. A une tension donnée, les variations de fréquence dues à des écarts systématiques Δl et Δp de la longueur des doigts et du pas sont

$$\left(\frac{\Delta F}{F}\right)_l = -\frac{2l}{\lambda}\frac{\Delta l}{l}, \qquad \left(\frac{\Delta F}{F}\right)_p = -\left(1-\frac{2l}{\lambda}\right)\frac{\Delta p}{p},$$

λ est généralement de l'ordre de 4 à $8l$. A 3 000 Mc/s, le maintien d'un écart de fréquence inférieur à $\pm \frac{1}{2}$ % est assuré pour des écarts de l'ordre de 0,25 mm sur la longueur des doigts ou de 0,4 mm sur la longueur totale de la ligne. De tels écarts sont aisément tenus à l'usinage.

Le tableau I montre une statistique des écarts de fréquence observés, à trois valeurs de la tension ligne, sur 100 tubes CO.127. Ces écarts incorporent l'effet de l'erreur absolue de lecture du voltomètre,

TABLEAU I.

Nombre de tubes.	Écarts de fréquence.			
	0 à 10 Mc/s.	10 à 20 Mc/s.	20 à 30 Mc/s.	> 30 Mc/s.
2 300 Mc/s.	48	28	13	11
3 000 Mc/s.	74	21	4	1
3 700 Mc/s.	66	25	6	3

de l'ordre de plusieurs volts, et par suite responsable de l'étalement de la dispersion constatée à 2 300 Mc/s en raison de la sensibilité σ élevée dans la partie basse fréquence de la bande.

3.3. Dérivé thermique.

Une variation de température produit une variation des dimensions l et p. Le mode de construction est tel que la température interne est pratiquement uniforme de sorte que la dérive thermique est de l'ordre de

$$\left(\frac{\Delta F}{F}\right)_T = -k\,\Delta T.$$

k étant le coefficient de dilatation du métal utilisé, soit 17.10^{-6} pour le cuivre. Les fluctuations de fréquence dues aux variations de la température ambiante peuvent généralement être considérées comme négligeables. La dérive thermique à la mise en service est de l'ordre de 5.10^{-3} pour les régimes de dissipation maxima.

3.4. Fluctuations de fréquence dues aux sources.

Une fluctuation relative $\frac{\Delta V}{V}$ de la source produit une fluctuation relative de fréquence

$$\frac{\Delta F}{F} = \frac{\sigma V}{F}\frac{\Delta V}{V},$$

soit, pour le tube à ligne interdigitale,

$$\frac{\Delta F}{F} = \frac{2 \text{ à } 3}{8}\frac{\Delta V}{V}.$$

On en déduit la stabilité minimum de la source pour une stabilité désirée de la fréquence. La stabilité de fréquence est liée d'autre part à celle du courant, comme il est indiqué plus loin, et la fluctuation correspondante est

$$\frac{\Delta' F}{F} = -\eta\,\frac{\sigma V}{F}\frac{\Delta I}{I},$$

η étant de l'ordre du rendement du tube.

Cette fluctuation diminue la précédente si ΔI et ΔV sont de même signe. ΔI est liée à la fluctuation de tension du canon, par exemple à celle de la tension de la grille-écran V_{G_2}.

Il paraît donc possible si les tensions V_{G_2} et V ont des stabilités cohérentes d'obtenir des fluctuations de fréquence très faibles pour des valeurs raisonnables de la stabilité des sources.

4. CARACTÉRISTIQUES D'ACCROCHAGE.

Si la correspondance entre la fréquence et la tension par la condition de synchronisme est un effet général caractérisant tous les tubes à propagation

d'onde, c'est la comparaison des courants d'accrochage calculés et mesurés qui est susceptible de fournir la vérification numérique la plus significative en ce qui concerne l'exactitude de la théorie. Son intérêt pratique est évident puisque le projet des tubes n'est possible que si l'écart observé est faible ou au moins interprétable.

Les estimations suivantes sont limitées au cas d'une charge d'espace négligeable. Celle-ci intervient par le facteur $\frac{\Omega_0 L}{v_e \gamma_0 L}$ $\left(\Omega_0 = \sqrt{\frac{e}{m}\frac{\rho_0}{\varepsilon_0}}\right.$ étant la pulsation de plasma$\left.\right)$ et son effet est très peu sensible lorsque $\frac{\Omega_0 L}{v_e \gamma_0 L}$ reste inférieur à 3; une valeur de cet ordre n'est atteinte, pour les tubes considérés, qu'à la limite inférieure de fréquence du tube CO.12.

La valeur calculée pour le courant d'accrochage

$$I_0 = \frac{4(\gamma_0 L)^3 V_0}{\Gamma_0^2 V_e L^3 R_e}$$

contient l'impédance de couplage R_e du faisceau à la ligne. La valeur maximum de cette impédance, correspondant au cas idéal d'un faisceau infiniment mince rasant la ligne, peut être corrigée pour tenir compte de la forme et de la position du faisceau. Dans le cas d'une ligne à plafond éloigné et d'un faisceau plat d'épaisseur $2a$ dont le plan médian est à une distance d de la ligne, l'expression complète de R_e est

$$R_e = \frac{Z_0}{(\Gamma_0 p)^2}\left[\frac{\sin}{\text{arc}}\left(\frac{\Gamma \alpha p}{2}\right)\right]^2 \frac{(1-e^{-4\Gamma_0 a})\,e^{-2\Gamma_0(d-a)}}{4\Gamma_0 a}$$

(voir *fig.* 2 pour la définition de αp).

Pour les valeurs courantes des dimensions, l'approximation suivante convient :

$$(1) \qquad I_0 = \frac{4\pi^3 V_0}{Z_0 n^3}\frac{a}{p}e^{2\Gamma_0(d-a)},$$

n étant le nombre de doigts de la ligne.

Le choix des dimensions du faisceau peut faire varier I_0 dans des limites assez larges. Généralement $2\Gamma_0(d-a)$ est petit et peu variable dans la bande, de sorte que le courant d'accrochage est pratiquement proportionnel à la tension, ce qui est d'un grand intérêt pour la détermination de la caractéristique électronique du canon.

D'un modèle à l'autre, la section du faisceau diminue approximativement comme $\frac{1}{F^2}$ et la densité de courant est proportionnelle à $\frac{F^2}{n^2}$; d'autre part, l'impédance caractéristique Z_0 est du même ordre pour tous les modèles en raison des nécessités de l'adaptation à large bande. La similitude à effectuer, en fonction de la fréquence, sur les dimensions des doigts et du faisceau ne peut donc être appliquée à la longueur de la ligne sans un accroissement rapide de la densité de courant sur la cathode. Aussi les tubes à fréquence très élevée ont-ils un nombre de doigts relativement grand et une plus forte densité de charge d'espace. Pour les tubes considérés, le nombre de doigts varie de 25 à 60.

Des exemples de caractéristiques d'accrochage sont donnés par les figures 4 et 5 relatives à des

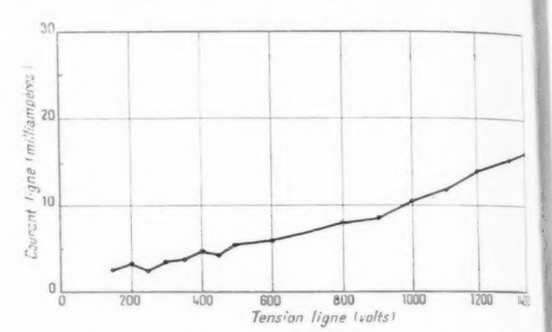


Fig. 4. — Tube CO.94. Courant d'accrochage.

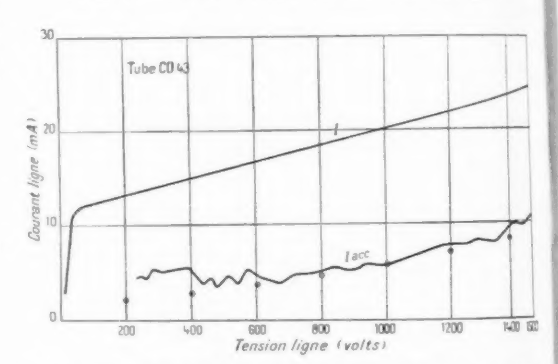


Fig. 5. — Tube CO.43. Courant d'accrochage. Les points séparés sont les valeurs calculées. La courbe supérieure représente le courant de régime du tube.

tubes CO.94 et CO.43. La proportionnalité à la tension est convenablement vérifiée. D'après la figure 5, la concordance entre les valeurs calculées et mesurées est très satisfaisante. En fait, l'évaluation théorique repose sur des hypothèses simples et néglige un certain nombre d'effets difficilement évaluables dont les principaux se rapportent à la forme réelle des trajectoires électroniques et à la possibilité d'une interaction résiduelle le long de la partie atténuée de la ligne; certaines fluctuations obser-

vées de la valeur du courant d'accrochage dans la bande ne peuvent être expliquées uniquement par l'effet des réflexions, mais probablement par la présence de fuseaux successifs le long du faisceau. Il est néanmoins possible qu'une compensation partielle intervienne entre ces éléments; pour l'ensemble des tubes, les valeurs moyennes expérimentales du courant d'accrochage sont en effet en bon accord

TABLEAU II.

Tube.	Fréquence (Mc/s).	Tension (V).	Accrochage (mA).		Rendement d'interaction (%).	
			mesuré.	calculé.	mesuré.	calculé.
CO.315.....	1800	700	17	19	12	10,5
CO.210.....	2900	800	22	22,8	8	8,5
CO.119.....	4200	1000	16,8	16	6	6,9
CO.94......	6500	1000	11,4	10	4	4,4
CO.63......	9000	1000	8,2	7,3	-	3,8
CO.43......	10000	1000	6,7	6,2	-	3,6
CO.42......	13500	1000	5	4,4	3	3,4

avec les valeurs calculées, comme le montre le tableau II.

5. FONCTIONNEMENT AU-DELA DE L'ACCROCHAGE.

Si un calcul relativement exact permet d'évaluer correctement la fréquence d'oscillation et le courant à l'accrochage, il n'existe pas de théorie complète décrivant le comportement du système lorsque le courant a une valeur plus élevée et que le tube délivre de l'énergie au circuit extérieur. Dans ce cas, il est nécessaire de tenir compte de l'expérience pour justifier certaines hypothèses relatives au mécanisme d'interaction.

La figure 6 montre, pour chacune des valeurs de la tension appliquée à la ligne, une croissance quasi linéaire, dans un large domaine, de la puissance utile W avec le courant, c'est-à-dire un taux constant de transfert d'énergie du faisceau à l'onde.

Il est logique de poser

$$\Delta W = \eta_i V_0 \Delta I.$$

où η_i a la dimension d'un rendement et exprime l'efficacité du mécanisme d'interaction.

La linéarité constatée est compatible avec l'hypothèse de la validité, bien au-delà de l'accrochage, d'une théorie linéaire admise dans le calcul des

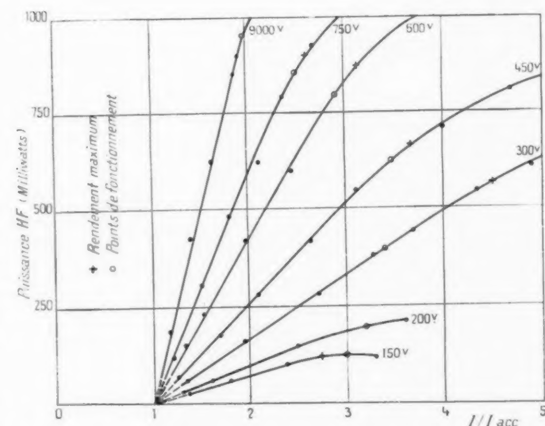


Fig. 6. — Tube CO.127. Variation, pour plusieurs valeurs de la tension, de la puissance utile avec le rapport $\frac{I}{I_0}$ du courant de régime au courant d'accrochage.

conditions d'accrochage; le faible rendement du « Carcinotron O » justifie d'ailleurs l'application étendue d'un régime de petits signaux.

Dans ces conditions il est possible d'évaluer η_i. D'autre part, la cession d'énergie ΔW correspondant à l'accroissement de courant ΔI implique le freinage du faisceau, c'est-à-dire une diminution de la tension par rapport à la tension à l'entrée, définie par

$$I\,\Delta V = -\eta_i V_0 \,\Delta I.$$

Le maintien du synchronisme impose donc une variation de la fréquence avec le courant

$$\frac{\Delta F}{\Delta I} = -\frac{\eta_i \pi V_0}{2I}.$$

Le rendement d'interaction peut s'exprimer de plusieurs façons :

$$\eta_i = \left(\frac{2R_c}{R_0}\right)^{\frac{1}{3}} = \frac{\lambda}{V_0 L} = \frac{2}{\pi N},$$

ou encore

$$\frac{\lambda}{\pi n}\,\frac{1}{1-\frac{2l}{\lambda}},$$

pour la ligne interdigitale, où R_0 est l'impédance du faisceau à l'accrochage et N le nombre de longueurs d'ondes retardées sur la ligne. Ces expressions indiquent comment varie le rendement d'interaction avec divers paramètres : une forte impédance de couplage et un courant élevé correspondent à une ligne courte et permettent d'accroître η_i. On constate d'autre part que pour la ligne interdigitale η_i varie peu dans la bande.

Finalement la puissance utile et la fréquence d'oscillation ont les expressions suivantes dans un domaine étendu des valeurs de $\frac{I}{I_0}$:

(5) $$W_I = \eta_i V_0 I_0 \left(\frac{I}{I_0} - 1\right),$$

(6) $$F_I = F_0 - \frac{\eta_i \pi V}{2} \operatorname{Log}_n \frac{I}{I_0}.$$

La figure 7 montre une comparaison satisfaisante entre les valeurs théoriques de η_i et les valeurs déduites de mesures des courants d'accrochage et des variations de puissance $\frac{\Delta W}{\Delta I}$. Une comparaison satisfaisante des valeurs du rendement est d'ailleurs constatée pour la plupart des modèles, d'après les résultats mentionnés dans le tableau II. Pour deux modèles de tubes, la variation de la fréquence avec le courant est également en accord avec la loi théorique (*fig.* 8).

La linéarité de la caractéristique puissance-courant est valable, d'après l'expérience, pour des valeurs de $\frac{I}{I_0}$ atteignant plusieurs unités. Au-delà on observe (*fig.* 6) un fléchissement de la caractéristique, c'est-à-dire l'apparition d'une valeur maxima pour le

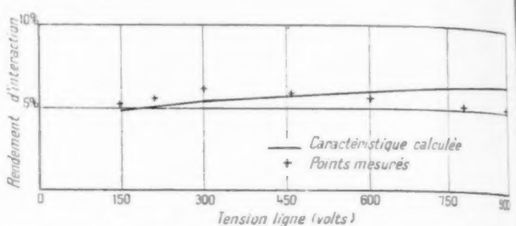
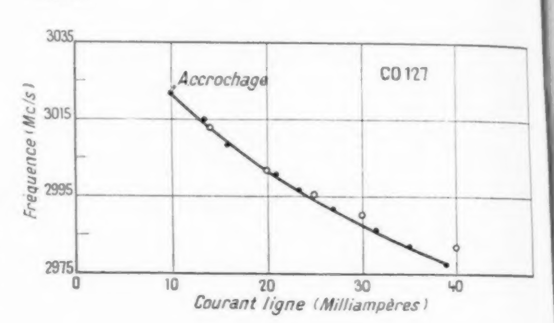


Fig. 7. — Tube CO.127. Valeurs calculées (courbe en trait plein) et mesurées (points séparés) du rendement d'interaction.



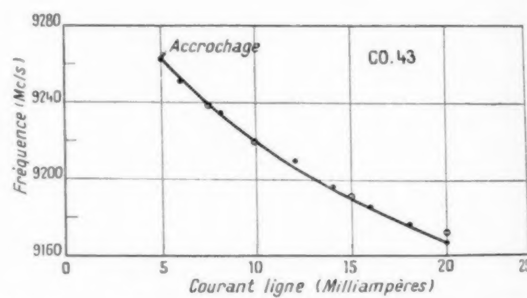


Fig. 8. — Tubes CO.127 et CO.43. Variations mesurées (courbes en trait plein) et calculées (points séparés) de la fréquence d'oscillation avec le courant.

rendement global $\frac{W}{V_0 I}$. Le point de fonctionnement peut être avantageusement choisi au voisinage de ce régime.

L'aspect de la variation de la puissance globale dans l'étendue de la bande du tube dépend de la valeur, à chaque tension, du rapport $\frac{I}{I_0}$. La forme de la caractéristique de puissance est donc définie

à partir de la caractéristique d'accrochage par la caractéristique I, V du canon électronique, laquelle peut présenter des aspects divers selon l'arrangement des électrodes. On justifie plus loin l'intérêt d'une caractéristique du type tétrode ou pentode pour la réalisation de tubes à très large bande. Indiquons seulement ici que dans ce cas la puissance croît à peu près linéairement avec V lorsque $\frac{I}{I_0}$ est suffisamment grand dans toute la bande, comme le montre par exemple la figure 3, relative à un tube CO.94. Cette loi peut être modifiée en agissant sur le niveau de I et sur sa variation avec V. Lorsque I varie peu avec V, il est possible d'après les relations (4) et (5), d'obtenir un maximum de puissance à la tension pour laquelle le courant I est de l'ordre de $2I_0$.

Un élément pratique intéressant est relatif à la possibilité de reproductibilité des caractéristiques de puissance. Le tableau II fournit, dans les mêmes conditions de mesures que le tableau I, la statistique des écarts de puissance relevés sur 100 tubes CO.127. L'écart est inférieur à $\pm$ 2 dB pour la quasi-totalité des tubes. Il peut être convenablement interprété en tenant compte des diverses variations possibles d'un tube à l'autre : courant d'accrochage, courant de régime, adaptation de la charge, imprécision des mesures de puissance.

TABLEAU III.

Nombre de tubes.	Écarts de puissance HF.			
	0 à 1 dB.	1 à 2 dB.	2 à 3 dB.	> 3 dB.
2300 Mc/s.	60	24	12	4
3000 Mc/s.	76	19	4	1
3700 Mc/s.	79	17	3	1

Le glissement de fréquence ne joue aucun rôle dans le fonctionnement d'un tube modulé en fréquence; la caractéristique fréquence-tension diffère, pour les régimes courants, d'environ 1 % de la caractéristique régnant à l'accrochage. Cet effet permet, comme on l'a déjà signalé, d'agir sur le niveau des fluctuations de fréquence résultant de l'instabilité des sources. En modulation d'amplitude, par exemple sur les flancs d'une impulsion, il apparaît une modulation parasite de la fréquence, dont la correction est d'ailleurs possible.

6. EFFET DES RÉFLEXIONS.

On a souligné précédemment l'indépendance du fonctionnement à l'accrochage vis-à-vis de toute réflexion sur la charge extérieure si l'extrémité opposée de la ligne est parfaitement adaptée. Au-delà de l'accrochage l'indépendance de la fréquence se maintient en vertu de la condition de synchronisme, tandis que la valeur de la puissance utile est déterminée par la réflexion sur la charge extérieure.

La charge intérieure est généralement réalisée par un dépôt atténuant de longueur suffisante représentant l'impédance caractéristique de la ligne. Les imperfections de cette charge, ou des irrégularités de construction le long de la ligne, peuvent provoquer l'existence d'une réflexion que l'on représentera par son module r_L et sa phase Ψ_L. A l'autre extrémité de la ligne, la réflexion due à l'imperfection du transformateur de liaison et celle ramenée depuis la charge par la ligne extérieure déterminent une composante r_0, Ψ_0. Ces réflexions terminales interviennent par leur produit ρ qui, compte tenu de la longueur de la ligne, est caractérisé par le module $\rho = r_0 r_L$ et la phase

$$\Psi = \Psi_0 + \Psi_L + 2\Gamma_0 L.$$

En raison des variations généralement lentes, en fonction de la fréquence, des quantités r_0, r_L, Ψ_0, Ψ_L, il est possible d'estimer les composantes r_0, r_L par l'examen de la caractéristique d'adaptation, dont un exemple est donné figure 9, à une impédance connue.

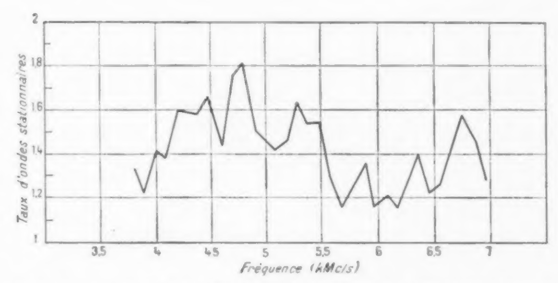


Fig. 9. — Tube CO.94. Caractéristique d'adaptation (taux d'ondes stationnaires obtenu avec une ligne de mesure d'impédance 50 Ω).

Un raisonnement simple permet de se représenter l'influence de petites valeurs de ρ. Si, à une tension donnée, on fait varier la phase Ψ_0 en modifiant l'adaptation de la charge extérieure, la composante

réfléchie est en phase ou en opposition de phase avec le signal principal lorsque $\Psi = 2k\pi$ ou $(2k+1)\pi$; le signal principal est modifié par le facteur $1 \pm |\rho|$ et tandis que la fréquence est inchangée, les valeurs extrêmes du courant d'accrochage sont dans le rapport $\frac{1+|\rho|}{1-|\rho|}$; le rapport des maximum et minimum du courant d'accrochage représente ainsi le taux d'ondes stationnaires équivalent au produit ρ. Lorsque $\Psi = (2k+1)\frac{\pi}{2}$, le signal vement et se reproduisent périodiquement, de sorte qu'aux variations normales de F_0 et I_0 avec V_0 se superposent des fluctuations δF_0 et δI_0, proportionnelles à $|\rho|$ et en quadrature l'une par rapport à l'autre. En particulier, la caractéristique $\sigma = \frac{\Delta I}{\Delta I}$ fluctue périodiquement.

Le calcul des conditions d'accrochage peut être effectué dans le cas de réflexions même importantes [7], [15] et est résumé par la figure 10 qui représente en fonction de $|\rho|$ et de Ψ les variations

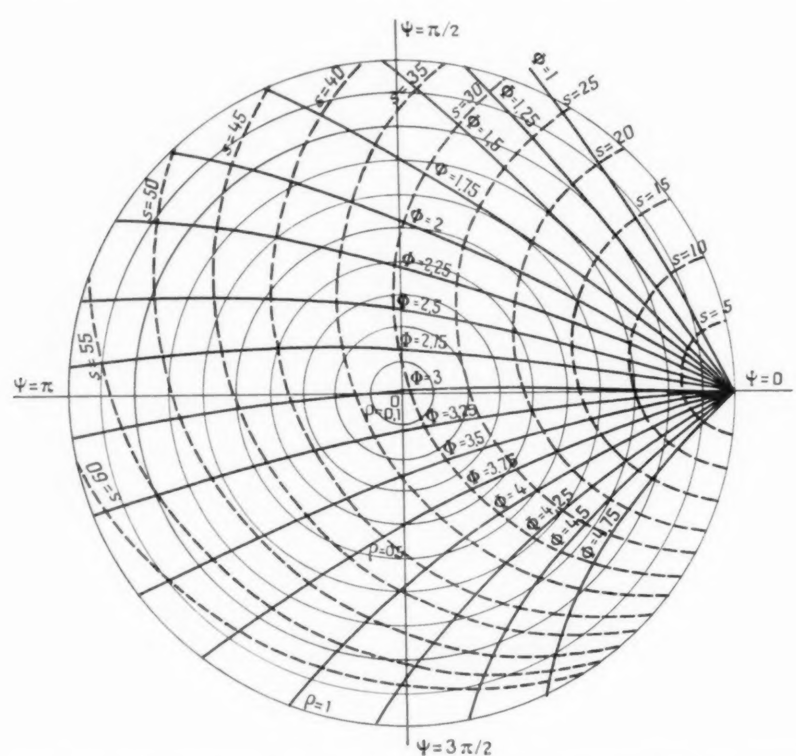


Fig. 10. — Variations de la fréquence et du courant d'accrochage, par l'intermédiaire des grandeurs Φ et S, en fonction du module ρ et de la phase Ψ du produit des réflexions terminales.

réfléchi est en quadrature avec le signal principal dont il modifie la phase, l'amplitude étant pratiquement inchangée; par suite le courant d'accrochage n'est pas modifié, mais le maintien de la condition de synchronisme impose une variation de fréquence, proportionnelle à $|\rho|$, autour de la fréquence F_0.

Si les paramètres des réflexions terminales sont peu variables avec la fréquence, une variation de tension fait varier Ψ par sa composante $2\Gamma_0 L$; les conditions ci-dessous se trouvent remplies successi- du courant d'accrochage et de la fréquence par l'intermédiaire des quantités

$$\Phi = (\Gamma_0 - \Gamma_c) L,$$
$$S = \left(\frac{R_c \Gamma_0^2 \Gamma_c L^3}{V_0}\right) I_0.$$

Cette représentation confirme et étend les raisonnements ci-dessus. Le rapport des maximum et minimum du courant d'accrochage est égal à $\frac{1+|\rho|}{1-|\rho|}$ dans de larges limites de variations de $|\rho|$. L'écart

maximum de fréquence correspond à

$$\Delta\Phi = (\Gamma_e - \Gamma_g)\, L\, \frac{\delta F}{F} = \pm 2\,|\rho|.$$

Les mêmes écarts se reproduisent périodiquement à des intervalles de fréquence tels que

$$\Delta\Psi = 2\,\Gamma_g\, l\, \frac{\Delta F}{F}.$$

Pour la ligne interdigitale,

$$\frac{\delta F}{F} = \pm \frac{2\,|\rho|}{\pi n} \qquad \text{et} \qquad \Delta F = \frac{c}{2\,l n},$$

La variation $\frac{\Delta\Phi}{\Delta\Psi}$ est maximum ou minimum et égale à $\pm \frac{2\,|\rho|}{1 - |\rho|}$ lorsque $\Psi = 2k\pi$ ou $(2k+1)\,\pi$; par suite σ fluctue entre les valeurs extrêmes

$$\sigma_{\max}^{\min} = \frac{\sigma_0}{1 \pm \frac{4\,|\rho|}{1 \pm |\rho|} \cdot \frac{\Gamma_g}{\Gamma_e - \Gamma_g}},$$

soit $\sigma_0\left(1 \pm \frac{4\,\Gamma_g}{\Gamma_e - \Gamma_g}\,|\rho|\right)$ pour les petites valeurs de $|\rho|$.

Lorsque $|\rho|$ atteint $\frac{\Gamma_e - \Gamma_g}{\Gamma_e + 3\,\Gamma_g}$, valeur correspondant au changement de signe de σ, des effets d'hystérésis ou des discontinuités de fréquence peuvent survenir. Dans le cas des tubes considérés, un tel effet est pratiquement exclu.

Un exemple de la variation de σ est donné figure 11 pour un tube CO.127. L'effet d'ensemble d'une réflexion ρ peut être représenté schématiquement comme l'indique la figure 12, qui montre l'aspect des variations simultanées de I_0, F_0 et σ lorsque, $|\rho|$ étant supposé constant, Ψ tourne par variation de la fréquence d'oscillation. On constate qu'il est possible, en modifiant la phase des réflexions, de placer le fonctionnement du tube dans une zone où la variation de σ est minima, et de compenser par un choix convenable de $\rho(\Psi)$ le défaut de linéarité inhérent à la forme de la caractéristique de dispersion. Ceci est obtenu par exemple, en réglant les conditions d'adaptation de la charge extérieure. La bande couverte dans ces conditions est de l'ordre de la moitié de la variation de fréquence correspondant à la périodicité; elle est d'autant plus large que la ligne est plus courte. Sur la figure 11 une telle bande, de l'ordre de 5 %, est obtenue vers 3 000 Mc/s.

Une analyse plus détaillée montre que l'effet de la charge d'espace peut accroître l'effet des réflexions lorsque celles-ci sont importantes. Il est toujours possible de réduire le produit des réflexions en disposant une atténuation sur la ligne. Une perte

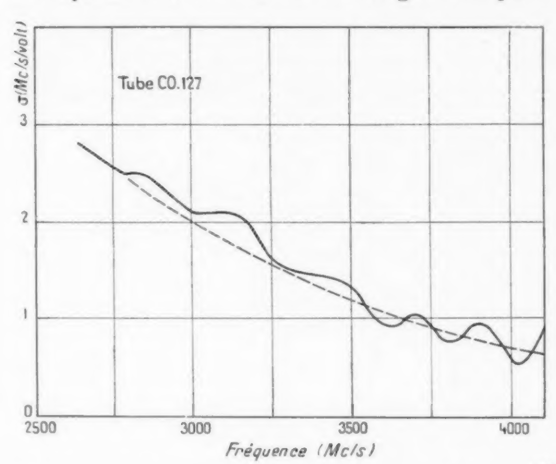


Fig. 11. — Tube CO.127. Variations de la sensibilité $\sigma = \frac{\Delta F}{\Delta V}$ dues aux réflexions terminales (courbe pleine). La caractéristique calculée en l'absence de réflexions est représentée en traits discontinus.

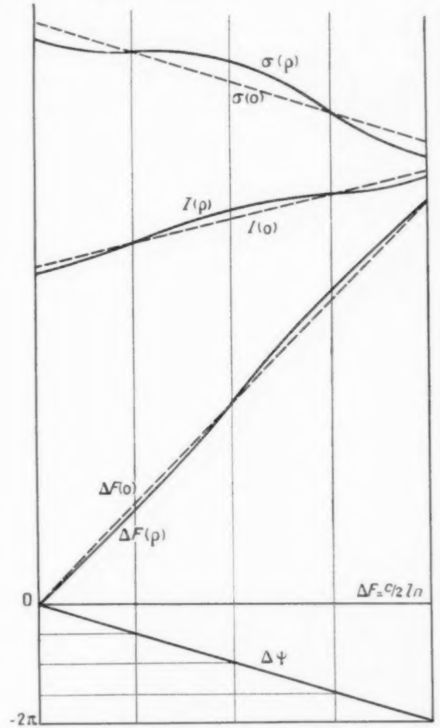


Fig. 12. — Représentation schématique des fluctuations de la fréquence, du courant d'accrochage et de la sensibilité pour une valeur donnée de ρ lorsque la phase Ψ tourne de 2π par variation de la fréquence d'oscillation.

totale de A np divise $|\rho_A|$ par e^{2A} et accroît le courant d'accrochage par e^{2A}.

Diagramme de Rieke.

L'effet de l'adaptation de la charge extérieure sur les performances des tubes peut être représenté par un diagramme de Rieke, dont un exemple est donné figure 13 pour un tube CO.127.

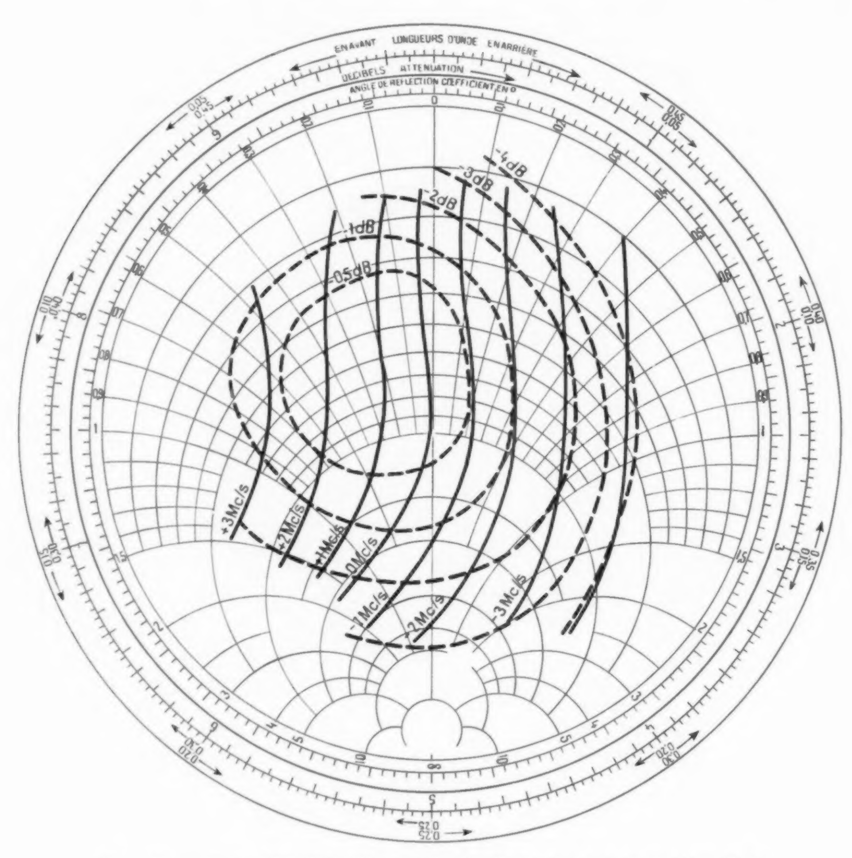


Fig. 13. — Tube CO.127. Diagramme de Rieke tracé à $F = 3\,300$ Mc/s.

Si les propriétés des terminaisons de la ligne sont connues, il est possible d'évaluer le produit des réflexions en ramenant à l'extrémité 0 de la ligne à retard les variations d'impédance présentées par la charge extérieure. Pour des variations supposées lentes, en fonction de la fréquence, des réflexions aux extrémités de la ligne à retard, les caractéristiques d'égale fréquence du diagramme de Rieke doivent avoir une analogie avec les caractéristiques d'égal Φ de la figure 10. Quant aux caractéristiques de puissance, elles sont peu affectées en général par les fluctuations du courant d'accrochage et dépendent principalement du coefficient propre de la réflexion sur la charge extérieure; c'est ce que montre le tracé d'aspect circulaire obtenu figure 13.

Le tracé du diagramme de Rieke confirme les considérations théoriques démontrant la faible sensibilité du « Carcinotron » à la charge extérieure.

7. CONSTRUCTION DES TUBES.

Le premier modèle construit en série, le CO.127 pour la bande 2 000-4 000 Mc/s, avait démontré les possibilités pratiques de réalisation de tubes fournissant une bande d'accord électronique de l'ordre de l'octave dans des limites raisonnables de la tension et des caractéristiques convenablement repro-

ductibles [16]. Les résultats précédents montrent que l'accord observé entre les prévisions théoriques et les propriétés des tubes a permis de réaliser des tubes de qualité équivalente dans toute l'étendue de la gamme 1000-15 000 Mc/s.

Le choix de gammes individuelles de l'ordre de l'octave pour les différents modèles ne résulte pas de limitations fondamentales, mais de considérations essentiellement pratiques. L'utilisation de tubes à bande d'accord électronique plus large qu'une

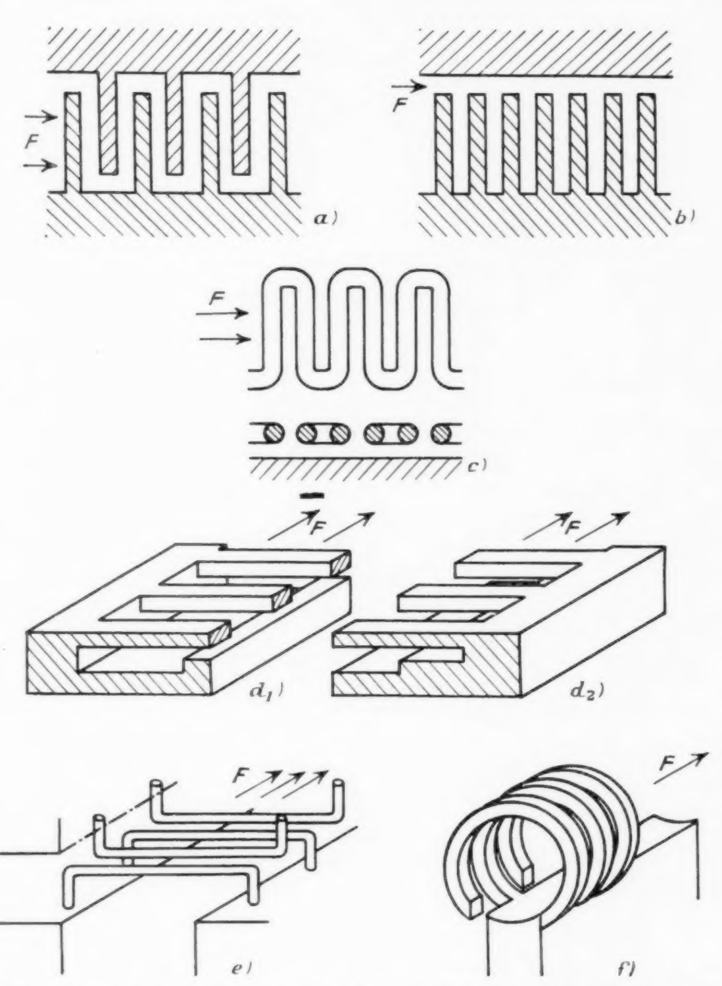


Fig. 14. — Représentation schématique de divers types de lignes à retard : ligne interdigitale plane (*a*) et cylindrique (*f*), ligne à vannes (*b*), ligne à méandres (*c*), lignes à échelles (d_1, d_2), ligne à échelle rising sun (*e*).

En dehors de la détermination de la gamme propre à chaque modèle, les problèmes techniques relatifs à la nature de la ligne à retard, au type de canon, au mode de construction du tube ont pu, de même que certains problèmes accessoires tels que la réalisation de la connexion coaxiale terminale et l'utilisation d'aimants permanents, recevoir des solutions générales.

octave ne trouve en effet qu'un petit nombre d'applications, par exemple aux générateurs de laboratoire; mais les difficultés d'adaptation dans une bande extrêmement large, l'emploi d'une gamme de tension nécessairement très élargie vers les hautes tensions, l'égalisation du niveau de la puissance utile posent, tant pour la construction des tubes que pour la réalisation des appareils, des problèmes qu'il y a

peu d'intérêt à résoudre d'une façon générale. Les possibilités de réalisation de tubes à bande supérieure à l'octave, ou au contraire plus étroite, n'en sont pas moins réelles dans le cadre d'applications plus particulières.

Ligne à retard.

En dehors de l'hélice, déjà connue pour son emploi dans les amplificateurs T. P. O. et de la ligne interdigitale, de nombreux types de lignes à retard la robustesse, les possibilités de dissipation et de refroidissement, la bonne tenue aux vibrations. Les dimensions des doigts sont aisément compatibles avec l'adaptation sur des impédances de l'ordre de 50 à 100 Ω, tandis que le fonctionnement sur mode fondamental permet d'obtenir une impédance de couplage assez élevée. De plus, la forme de la caractéristique d'accrochage permet l'association de la ligne à un canon de forme simple. Ces propriétés permettent l'utilisation de faisceaux relativement intenses, c'est-à-dire de lignes courtes

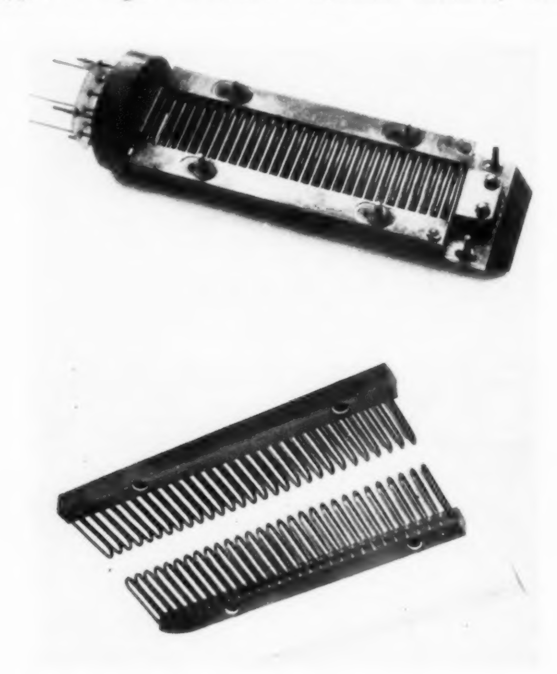


Fig. 15. — Ligne interdigitale pour tube à focalisation électrostatique.

peuvent être utilisés, dont la figure 14 donne plusieurs exemples [17] à [28].

Le choix du type de ligne résulte des qualités désirées. Pour des tubes à large bande, ce choix est basé sur la recherche des principales qualités suivantes : simplicité, robustesse de construction et reproductibilité d'une part; d'autre part, facilité d'adaptation et compatibilité des caractéristiques d'accrochage avec les propriétés d'un type donné de canon; enfin obtention des meilleures performances possibles dans des limites acceptables de la tension, de la puissance dissipée et de l'encombrement.

La ligne interdigitale réunit un ensemble de qualités intéressantes. La section relativement grande des doigts et la massivité de leur assemblage assure

justifiant l'emploi d'une focalisation simple et peu critique. Les avantages des lignes courtes apparaissent fréquemment dans les paragraphes précédents, notamment en ce qui concerne les valeurs de la puissance et du rendement, la séparation des oscillations parasites et la réduction des effets internes de longue ligne. Il a d'autre part été reconnu possible, au stable expérimental, d'obtenir des bandes larges avec des tubes à focalisation purement électrostatique [29], [30]; la ligne interdigitale convient particulièrement bien à l'emploi de potentiels alternés (*fig.* 15 et 16). Enfin les facilités d'usinage assurent la reproductibilité des performances et permettent l'utilisation de ces lignes jusqu'au domaine des ondes millimétriques.

Les lignes interdigitales utilisées sont le plus souvent formées de doigts plats, fraisés ou sertis dans des bases massives (*fig.* 17). Des techniques plus évoluées, comme l'étincelage ou le lamellage,

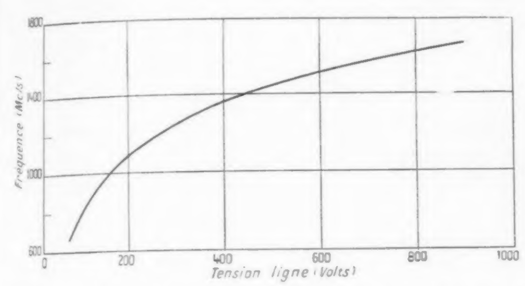


Fig. 16. — Caractéristique fréquence-tension obtenue avec un tube à focalisation électrostatique utilisant la ligne représentée figure 15.

sont applicables dans la plupart des cas. Pour les basses fréquences il est possible de réduire l'encombrement latéral par l'emploi d'une structure cylin-

conducteur coaxial terminé, à travers une perle de verre, sur une sortie standard 50 Ω type N. Cette sortie est effectuée dans le collecteur de manière à séparer le circuit d'utilisation des connexions d'alimentation du tube. La liaison du conducteur coaxial à la ligne à retard est assurée par un doigt

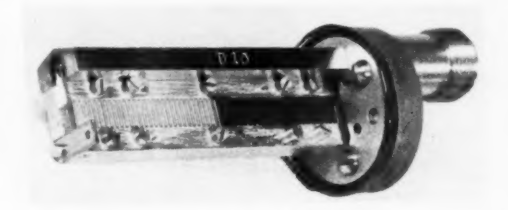


Fig. 17. — Ligne interdigitale plane pour tube CO.43.

amovible mais dont la forme et la position sont déterminées pour chaque modèle de telle sorte qu'un simple contrôle de l'adaptation suffit généralement lors du montage.

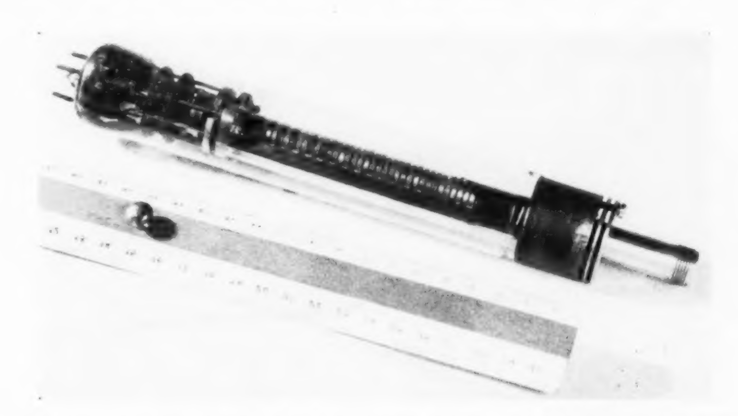


Fig. 18. — Tube CX.230 pour la bande 1250-1380 Mc/s, utilisant une ligne interdigitale cylindrique.

drique associée à un faisceau cylindrique ou annulaire (*fig.* 18). Un dépôt fritté ou shoopé d'une substance absorbante telle que le Kanthal constitue l'atténuation. Les différentes lignes employées comportent 25 à 60 doigts utiles et 20 à 40 doigts atténués.

Pour différents tubes fonctionnant dans le même domaine de tensions, la longueur des doigts et le pas sont sensiblement proportionnels à l'inverse de la fréquence; le rapport $\frac{l}{p}$ peut toutefois être modifié dans certaines limites pour faciliter la construction, sans changement notable des caractéristiques.

La ligne est reliée au circuit extérieur par un

Canon.

Dans le cas le plus fréquent de ligne à doigts plats, le faisceau comprend deux nappes circulant de part et d'autre de la ligne. Pour une même section du faisceau, un couplage plus serré est ainsi obtenu; de plus le réglage du tube est moins critique en ce qui concerne sa mise en position correcte dans l'aimant.

Les propriétés du canon doivent être telles que, dans toute la bande, le rapport $\frac{I}{I_0}$ du courant de régime au courant d'accrochage conserve une valeur

convenable. La figure 19 montre l'avantage d'un canon à caractéristique de tétrode sur un canon à pervéance constante ou triode; permettant une moindre variation de $\frac{I}{I_0}$ avec la fréquence, il évite une dissipation excessive à haute tension et facilite l'extension de la bande vers les basses tensions.

La caractéristique courant tension peut être

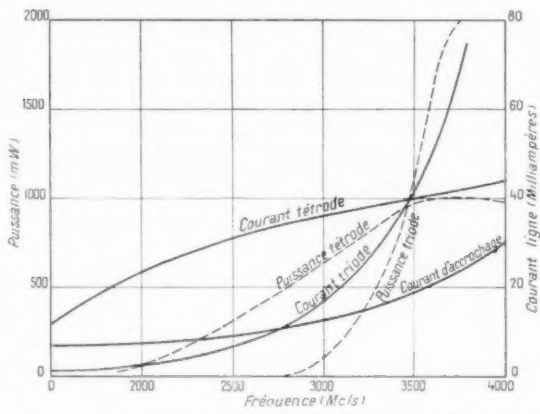


Fig. 19. — Représentation schématique comparée des courants et puissances utiles pour un canon triode et un canon tétrode.

ajustée de manière à assurer le fonctionnement dans une bande dépassant largement l'octave si nécessaire; il suffit de déterminer les épaisseurs et espacements des électrodes de manière à obtenir une caractéristique $I = i + \frac{I}{\rho}$ telle que ρ soit de l'ordre de l'impédance du faisceau à l'accrochage. Les grille de contrôle G_1 et grille écran G_2 portent des fentes alignées avec les fentes de l'écran H. F. terminant la ligne et déterminent une caractéristique de tétrode à faisceaux dirigés compatible avec l'emploi de basses tensions sur la ligne. Ces grilles sont utilisables pour le réglage manuel ou automatique du régime électronique du tube et pour l'application éventuelle d'une modulation d'amplitude.

Focalisation et montage.

Au terme de son parcours, le faisceau est capté par un collecteur portant des ailettes de refroidissement. La focalisation est assurée au moyen d'un champ magnétique axial s'étendant jusqu'à la cathode et obtenu par aimants permanents [31]. La plupart des modèles utilisent des aimants ouverts, formés d'un cylindre monobloc ou de barres parallè-



Fig. 20. — Tubes CO.315, CO.210, CO.119, CO.94, CO.63.

lépipédiques assemblées; le champ obtenu au moyen de tels aimants est de l'ordre de 600 gauss. Le tube CO.42 utilise un petit aimant en double fer à cheval fournissant un champ supérieur à 1000 gauss.

Le tube comporte une enveloppe en verre terminée par un collecteur cylindrique, et prend appui à ses extrémités dans les pièces polaires sur lesquelles modèles; les figures 21 et 22 représentent quelques détails typiques de la construction et du montage des tubes.

8. UTILISATION DES TUBES ET PROPRIÉTÉS DIVERSES.

Le schéma d'utilisation du tube est celui d'une

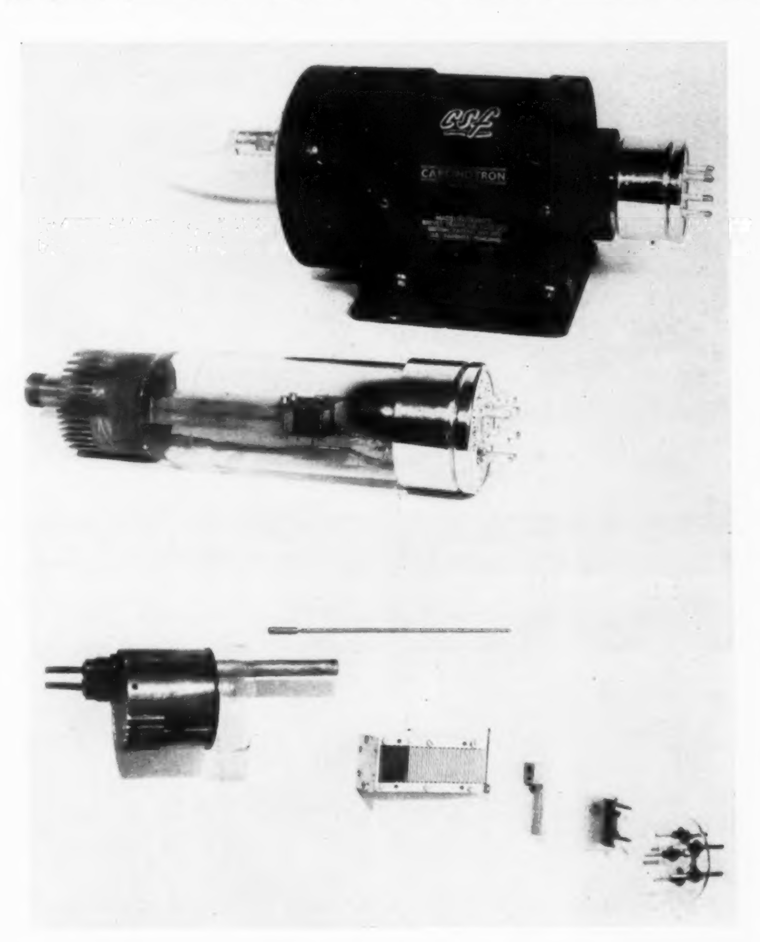


Fig. 21. — Tube CO.119. Éléments de construction, tube nu et montage final.

il est bloqué après réglage. Ce réglage est obtenu par une rotation dont l'optimum est peu critique et par un glissement longitudinal, prédéterminé en fabrication à la suite d'essais effectués lors du développement. Après réglage, l'ensemble tube-aimant est monté dans un capot assurant la fixation sur châssis et la protection de l'aimant contre le contact de matériaux magnétiques.

La figure 20 montre un ensemble de différents tétrode. Le fonctionnement est prévu avec canon sous tension et ligne à la masse; dans les applications où il est préférable d'appliquer la masse à la cathode ou à la grille de contrôle, l'ensemble doit être isolé électriquement du bâti et des contacts capacitifs sont à employer sur la sortie H. F. L'utilisation type des différentes électrodes est la suivante :

L'accord électronique à large bande est obtenu

par variation de la tension ligne. Pour une bande d'accord relativement faible, l'attaque par la cathode présente l'avantage d'admettre des fréquences de modulation très élevées pour un niveau très faible de la puissance de commande; la limite d'emploi de ce procédé résulte de la modulation simultanée de l'amplitude, laquelle peut être atténuée par un système égaliseur.

inférieure à 1 µs sont fidèlement traduites par le tube.

L'étude systématique du bruit de fond est encore incomplète. D'après les résultats acquis actuellement, le bruit est comparable à celui des klystrons reflex et d'un niveau plus uniforme dans toute l'étendue de la bande. Le fonctionnement du tube dans les conditions du rendement optimum paraît

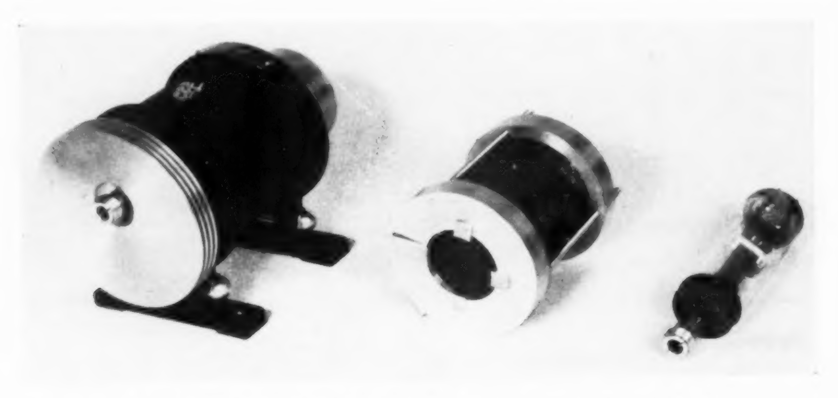


Fig. 22. — Tube CO.43. Aimant cylindrique et montage final.

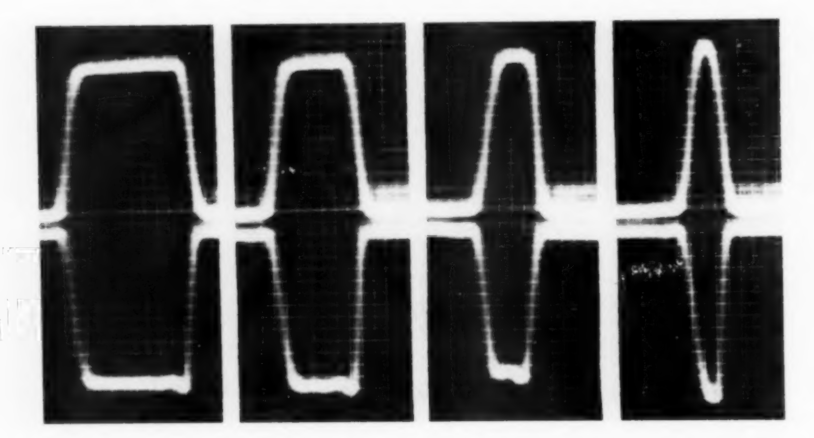


Fig. 23. — Tube CO.127. Transmission d'impulsions de 3, 2, 1, 0,5 µs. Les traces supérieures et inférieures représentent respectivement les signaux d'entrée appliqués à la grille de contrôle et les signaux détectés dans le circuit H. F.

Un niveau de puissance donné est obtenu par un choix convenable des tensions appliquées aux grilles; ces tensions permettent un contrôle pratiquement linéaire du niveau dans de larges limites. L'emploi de la grille-écran convient particulièrement pour le contrôle statique et la régulation et celui de la grille de contrôle pour la modulation rapide en amplitude, par exemple en régime d'impulsion. La figure 23 montre que des impulsions d'une durée

correspondre au niveau le plus favorable. Quant aux oscillations parasites elles n'ont pu être détectées qu'à des niveaux de — 50 dB au moins.

L'étude des tubes en régime vibré a montré leur insensibilité aux effets microphoniques usuels. La modulation parasite de fréquence résultant éventuellement d'accélérations de l'ordre de plusieurs *g*, appliquées sans précautions spéciales d'amortissement, est de l'ordre de grandeur des fluctuations

de sources très bien stabilisées et atteint au plus 10^{-3} lors des résonances mécaniques.

D'une façon générale, l'approche de matériaux magnétiques est susceptible de troubler le fonctionnement des tubes et il y a lieu de prendre quelques précautions à ce sujet. Dans des conditions pratiques d'utilisation, et bien que les essais à ce sujet soient encore incomplets, des durées de vie de plusieurs milliers d'heures ont été enregistrées.

9. PRINCIPALES CARACTÉRISTIQUES DES TUBES POUR LA GAMME 1000-15000 Mc/s.

Les possibilités de construction de différents modèles résultent, comme on l'a indiqué précédemment, des qualités offertes par les lignes interdigitales : larges bandes d'accord, aptitude à couvrir la totalité du domaine des ondes centimétriques. Dans le domaine 1000-15 000 Mc/s, les modèles ont une grande analogie de construction et peuvent tous être équipés de sorties coaxiales. C'est ce que montre notamment la figure 20.

En principe, quatre modèles à bandes juxtaposées suffiraient à couvrir la gamme en question; la construction de six modèles assure le recouvrement des gammes individuelles et permet de disposer de deux tubes de caractéristiques différentes dans certaines parties du spectre.

Le tableau IV indique les caractéristiques générales des modèles construits; on y ajoutera celles du tableau IV *bis* relatives aux modèles CO.127 et CO.43 spécialement réalisés pour les bandes S et X.

TABLEAU IV.

Tube.	Bande (Mc/s).	Puissance H. F. (mW).	Tension (V).	Courant (mA).
CO.315....	1 000-2 000	200-1 500	180-1 000	60
CO.210....	1 600-3 200	100-1 000	160-1 200	60
CO.119....	2 400-4 800	50-500	170-1 400	40
CO.94.....	3 600-7 200	30-400	170-1 400	33
CO.63.....	4 800-9 600	20-200	170-1 400	27
CO.42.....	7 500-15 000	10-100	200-1 400	20

TABLEAU IV *bis*.

Tube.	Bande (Mc/s).	Puissance H. F. (mW).	Tension (V).	Courant (mA).
CO.127....	2 000-4 000	50-700	160-1 400	40
CO.43.....	7 000-11 000	30-200	350-1 400	20

Pour l'ensemble des tubes, la tension est limitée à 1500 V, bien que le fonctionnement s'étende généralement au-delà. L'utilisation au-delà de 1500 V est soumise au respect d'une condition de dissipation maxima. Les canons utilisent des cathodes à oxydes à chauffage indirect sous 6,3 V.

Quelques exemples d'emploi sont indiqués dans le tableau V pour des domaines fréquemment utilisés.

TABLEAU V.

Fréquences (Mc/s).	Tube.	Tensions (V).	Puissances (mW).
1 250-1 380.........	CO.315	300-375	400-500
1 700-2 300.........	CO.315 CO.210	600-1 400 180-400	800-2 000 150-300
2 800-3 200.........	CO.210 CO.119	700-1200 250-375	800-1 500 150-300
4 000-4 500.........	CO.119 CO.94	750-1200 225-325	500-800 30-50
8 500-9 600.........	CO.63 CO.42	800-1 400 300-400	100-200 20

Les puissances indiquées sur ces tableaux sont des valeurs moyennes qui peuvent être modifiées dans d'assez larges limites par choix de la valeur du courant. Ces tableaux montrent qu'il est possible dans une variété de cas courants de choisir, selon les besoins, des tubes délivrant une puissance relativement élevée ou au contraire, fonctionnant à basse tension.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Xe *Electron tubes Conference de I. R. E.-A. I. E. E.*, Ottawa, Ontario, Canada, juin 1952.

[2] R. Kompfner et N. T. Williams, *Backward-wave tube* (*Proc. Inst. Radio Eng.*, t. 41, nov. 1953, p. 1602-1611).

[3] P. Guénard, O. Dœhler, B. Epsztein et R. Warnecke, *Nouveaux oscillateurs à large bande d'accord électronique pour hyperfréquences* (*C. R. Acad. Sc.*, t. 235, 1952, p. 236).

[4] R. Warnecke et P. Guénard, *Some recent work in France on new type of valves for the highest radio frequencies* (*Proc. Inst. Electr. Eng.*, Part III, t. 100, nov. 1953, p. 351-362).

[5] R. Warnecke, *Sur quelques résultats récemment obtenus dans le domaine des tubes électroniques pour hyperfréquences* (*Ann. Radioélectr.*, t. 9, avril 1954, p. 107-136).

[6] P. Guénard, *On some results obtained with O and M Carcinotrons* (Communication présentée à la *XIIe Electron Tubes Conference*, Université du Maine, Orono, juin 1954).

[7] R. Warnecke, P. Guénard et O. Dœhler, *Phénomènes fondamentaux dans les tubes à onde progressive* (*L'onde électrique*, t. 34, avril 1954, p. 323-338).

[8] R. Warnecke, P. Guénard, O. Dœhler et B. Epsztein, *The M type Carcinotron Tube* (*Proc. Inst. Radio Eng.*, t. 43, avril 1955, p. 413).

[9] L. R. Walker, *Starting Currents in the backward-wave oscillator* (*J. Appl. Physics*, t. 24, juin 1953, p. 854-859).

[10] H. Heffner, *Analysis of Backward-wave traveling wave tube* (*Proc. Inst. Radio Eng.*, t. 42, juin 1954, p. 930-937).

[11] J. R. Pierce, *Some recent advances in microwave tubes* (*Proc. Inst. Radio Eng.*, t. 42, déc. 1954, p. 1735-1747).

[12] H. R. Johnson, *Backward-wave oscillators* (*Proc. Inst. Radio Eng.*, t. 43, juin 1955, p. 684-697).

[13] R. W. Grow et D. A. Watkins, *Backward-wave oscillator efficiency* (*Proc. Inst. Radio Eng.*, t. 43, juillet 1955, p. 848-856).

[14] P. Palluel et A. K. Goldberger, *The O Type Carcinotron Tube* (*Proc. Inst. Radio Eng.*, t. 44, mars 1956, p. 333-345).

[15] P. Guénard et C. Berterottiere, *Courant et fréquence d'accrochage du T. P. O. oscillateur* (Rapport interne C. S. F./W-7949, oct. 1951).

[16] P. Palluel, *Caractéristiques d'un modèle typique d'oscillateur à très large bande d'accord électronique : le Carcinotron* O (Communication du 16 juin 1954 devant la Ve Section de la Société des Radioéléectriciens).

[17] S. Millman, *A Spatial harmonic traveling-wave amplifier for* 6 mm *wavelength* (*Proc. Inst. Radio Eng.*, t. 39, sept. 1951, p. 1035-1043).

[18] P. K. Tien, *Bifilar helix for backward-wave oscillators* (*Proc. Inst. Rad. Eng.*, t. 42, juillet 1954, p. 1137-1143).

[19] J. W. Sullivan, *A wide band voltage-tunable oscillator* (*Proc. Inst. Rad. Eng.*, t. 42, nov. 1954, p. 1658-1665).

[20] R. Warnecke, O. Dœhler et P. Guénard, *Sur les lignes à retard en forme de peigne ou de circuit interdigital et sur leur circuit équivalent* (*C. R. Acad. Sc.*, t. 231, 1950, p. 1220-1222).

[21] P. Guénard, O. Dœhler et R. Warnecke, *Sur les propriétés des lignes à structure périodique* (*C. R. Acad. Sc.*, t. 235, 1952, p. 32).

[22] R. Warnecke, *L'évolution des principes des tubes électroniques modernes pour micro-ondes* (*Congegno di Electronica e Televisione*, Milano, avril 1954).

[23] A. Leblond et G. Mourier, *Études des lignes à barreaux à structure périodique pour tubes électroniques U. H. F.* (*Ann. Radioélectr.*, n°s 36, avril 1954 et 38, oct. 1954, p. 311-328).

[24] Brevets français n°s 1.034.007, 1.036.025, 1.042.930, 1.045.386, 1.053.362, 1.057.510, 1.068.673, 1.068.156, 1.068.448, 1.079.028, 1.086.890.

[25] M. Denis et P. Palluel, *Détermination expérimentale des caractéristiques de phase des circuits utilisés en ondes centimétriques* (*Ann. Radioélectr.*, t. 4, oct. 1949, p. 315-330).

[26] B. Epsztein et G. Mourier, *Définition et mesure des vitesses de phase dans les lignes à structure périodique* (Conférence devant la VIe Section de la Société des Radioélectriciens, 6 mai 1953).

[27] B. Epsztein et G. Mourier, *Mesure de l'impédance de couplage des lignes à retard* (Conférence devant la VIe Section de la Société des Radioélectriciens, 15 janv. 1954).

[28] A. Karp, *Traveling wave tube experiments at millimeter wavelengths with a new, easily built, space harmonic circuit* (*Proc. Inst. Radio Eng.*, t. 43, janv. 1955, p. 41-46).

[29] P. K. Tien, *Focusing of a long cylindrical electron stream by means of periodic electrostatic fields* (*J. Appl. Physics*, t. 25, oct. 1954, p. 1281-1288).

[30] D'après un travail non publié de D. Charles et R. Gentner de C. S. F.

[31] M. de Bennetot, *Sur le calcul des aimants tubulaires* (*Ann. Radio-électr.*, t. 9, avril 1954, p. 193-216).

LE TUBE DE COMMUTATION A COUPLAGE TOTAL (¹)

PAR R. JEAN et D. REVERDIN,

Département « Lampes » de la Compagnie Générale de T. S. F.

SOMMAIRE. — *Le principe du nouveau tube alternat appelé tube à couplage total est basé sur l'utilisation d'une fenêtre de couplage directif total disposée dans une paroi du guide entre l'émetteur et l'antenne d'un radar, cette fenêtre étant ionisée par la haute puissance U.H.F. à chaque impulsion d'émission. A la réception d'un écho toute la puissance provenant de l'antenne passe par la fenêtre de couplage total dans le guide auxiliaire vers le récepteur. Le fonctionnement basse puissance et haute puissance du tube décrit est traité à partir de données théoriques et expérimentales. Les caractéristiques essentielles d'un modèle de tube à couplage total dans la bande des* 3 cm *sont sa bande passante* (8 600 *à* 9 500 Mc/s), *ses pertes d'insertion* (0,7 dB *maximum*) *et son énergie traversante* (50 mW *maximum*). *Ce tube portant le nom d'*ACT 120 *est très léger et de conception très simple. Il constitue à lui seul le duplexeur complet du radar* (C. D. U. : 621.392.26).

SUMMARY. — *The principle of the new TR tube, denominated total coupling tube, is based on the use of a total coupling directional window located in the side of the waveguide connecting the radar transmitter to its aerial, this window being ionised by the high U. H. F. power at each transmitted pulse. When an echo is received the whole of the power from the aerial passes through the total coupling window into the auxiliary guide towards the receiver. The high power and low power operation of the tube described is treated on the basis of theoretical and experimental data. The essential characteristics of a total coupling tube in the* 3 cm *band are its pass-band* (8 600 *to* 9 500 Mc/s), *its insertion loss* (0.7 dB *maximum*) *and its leakage energy* (50 mW *maximum*). *This tube is denominated* ACT 120; *it is very light and of very simple construction. By itself it constitutes the complete radar duplexer* (U. D. C. : 621.392.26).

1. INTRODUCTION.

Les systèmes classiques de commutation émission-réception des dispositifs radar à antenne unique utilisent des cellules à gaz appelées TR et ATR [1]. Leur réalisation est le résultat d'un compromis entre les caractéristiques exigées pour la période d'émission (protection efficace du récepteur contre les fuites de puissance) et celles nécessaires au cours de la réception (pertes d'insertion et temps de désionisation faibles).

L'utilisation de deux tubes TR accolés montés entre deux jonctions hybrides a permis d'améliorer considérablement les propriétés de commutation des tubes TR classiques. Grâce aux propriétés directives des jonctions hybrides, ce montage permet de séparer le chemin emprunté par les fuites de puissance à l'émission de celui emprunté par les échos à la réception. Ce sytème est utilisé de plus en plus mais nécessite toutefois une mise en œuvre matérielle considérable [2].

Des résultats encore plus intéressants sont obtenus avec un système basé sur un coupleur directif total [3]. La séparation entre les organes servant à la commutation et à la transmission des signaux utiles peut être rendue encore plus parfaite que dans le cas de deux tubes TR accolés, montés entre deux jonctions hybrides. Il en résulte qu'un tel système présente des pertes d'insertion globales plus faibles que tous les dispositifs utilisés jusqu'ici tout en conservant les autres caractéristiques.

(¹) Manuscrit reçu le 20 janvier 1956.

2. MODES DE RÉALISATIONS POSSIBLES DES COMMUTATEURS A COUPLAGE TOTAL.

Il existe plusieurs manières de réaliser un couplage total entre deux guides d'ondes :

a. Par les grands côtés des guides;

b. Par les petits côtés des guides;

c. En accolant le petit côté d'un guide sur le grand côté de l'autre.

Les ouvertures de couplage peuvent prendre la forme de séries de trous, d'ouvertures munies de barreaux ou plus simplement d'ouvertures pratiquées par suppression d'une partie de la paroi commune. L'expérience montre que la forme la plus intéressante consiste à accoler deux guides par leur petit côté et à ménager dans cette paroi commune une ouverture unique. C'est cette disposition qui donne les meilleurs résultats par suite des propriétés qui sont exposées dans cette étude.

Les figures 1, 2 et 3 montrent de quelle façon on peut envisager la réalisation d'un système de commutation basé sur une jonction à couplage total.

Le plus simple de tous ces systèmes est représenté sur la figure 1. Les deux guides assurant la jonction à l'émetteur et au récepteur se rejoignent à un endroit déterminé pour avoir une paroi commune.

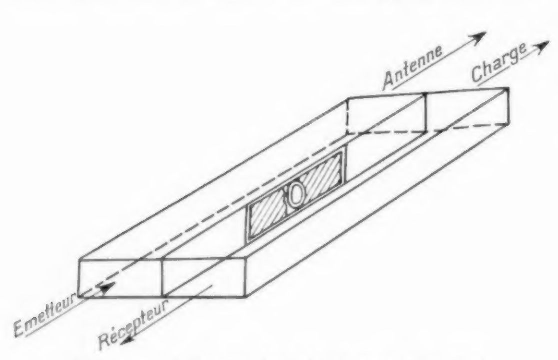


Fig. 1. — Principe du tube à couplage total.

Une fenêtre est pratiquée dans cette paroi commune et ses dimensions sont choisies de manière à réaliser un coupleur directif total, ce qui signifie que toute l'énergie venant de l'émetteur se dirige vers une charge adaptée et toute l'énergie venant de l'antenne se dirige vers le récepteur, les voies inutilisées se trouvant découplées en pratique de 20 à 30 dB de la voie principale.

Si l'on place dans l'ouverture de couplage une enceinte creuse en verre contenant un gaz facilement ionisable, on se trouve en présence d'un commutateur. En effet, au moment du fonctionnement de l'émetteur une puissance élevée arrive sur la fenêtre de couplage. Cette puissance ionise le gaz contenu dans l'enceinte qui se trouve être le siège d'une décharge de faible impédance rétablissant la continuité de la paroi du guide. Toute l'énergie délivrée par l'émetteur se dirige alors vers l'antenne. La plus grande partie des fuites de puissance éventuelles vers le guide voisin est recueillie par la charge adaptée et le récepteur est isolé de l'émetteur.

Au contraire, les échos de très faible puissance recueillis par l'antenne sont incapables d'ioniser le gaz de l'enceinte; ils sont donc intégralement transmis au récepteur, les voies vers l'émetteur et la charge étant découplées.

Bien entendu le couplage total peut être réalisé à l'aide d'une ou plusieurs ouvertures munies d'une fenêtre creuse de verre. Une ouverture unique peut de même être remplie de plusieurs enceintes ionisables.

En pratique, les fuites de puissance dans les systèmes du type indiqué sur la figure 1 sont assez importantes, le plasma de la décharge dans l'enceinte de verre ne se trouvant pas en contact avec les parois du guide. Une amélioration sensible est possible en faisant pénétrer la paroi du guide dans l'enceinte étanche, ou encore en réalisant celle-ci à l'aide de deux fenêtres formées d'une plaquette de verre scellée sur un cadre de métal (*fig.* 2). Les essais de ce commutateur montrent qu'il y a bien une réduction importante des fuites par rapport au système précédent.

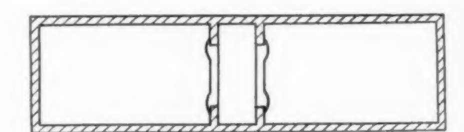


Fig. 2. — Coupe transversale d'une variante de tube à couplage total.

Ces dispositions conviennent assez bien aux grandes longueurs d'onde. Pour la bande de 3 cm et même de 10 cm il est plus simple d'utiliser une épaisseur simple de verre dans la fenêtre de couplage total et de rendre étanche une portion du guide de liaison au récepteur (*fig.* 3) [3]. Le tube de commutation proprement dit est constitué par cette enceinte remplie de gaz facilement ionisable. Il vient se raccorder à une ouverture pratiquée sur le côté du guide support reliant l'émetteur à l'antenne; il

est interchangeable et il réalise à lui seul toutes les fonctions de commutation jusqu'ici réparties entre plusieurs tubes et des jonctions annexes. La simplification mécanique est évidente ainsi que la réduction de poids et d'encombrement.

Sur la figure 3 on distingue un éclateur dans l'enceinte du tube. Cet élément est utilisé dans tous les commutateurs à couplage total. En effet, pendant l'ionisation du gaz la fenêtre de couplage total perd sa directivité et sans l'éclateur de protection une puissance importante s'en irait vers le récepteur et l'endommagerait. Afin de constituer un filtre à large bande passante, l'éclateur est flanqué de part et d'autre et à une distance convenable de fenêtres résonnantes. La fenêtre située du côté du récepteur est obturée par une plaquette de verre scellée. Elle assure l'étanchéité du tube tout en permettant la transmission de l'énergie U. H. F. Une électrode auxiliaire entretient une faible ionisation dans l'éclateur pour favoriser la formation des décharges. La charge terminant le quatrième bras de la jonction est également logée dans l'enceinte dans un but de simplification et de réduction de volume.

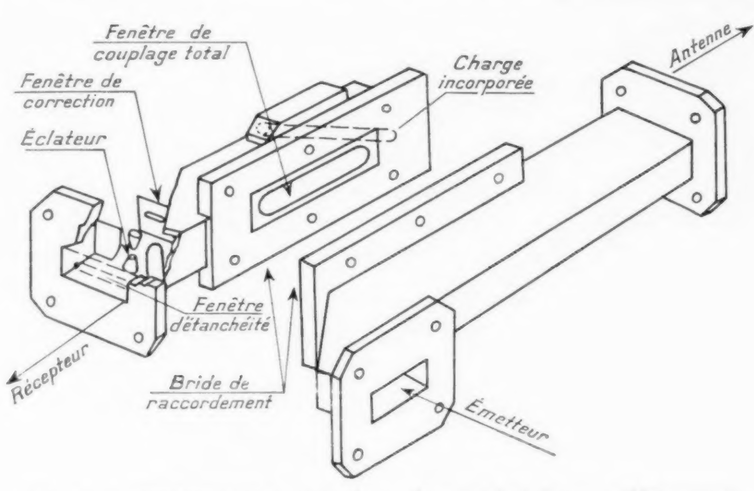


Fig. 3. — Représentation du tube à couplage total et de son guide-support.

3. FONCTIONNEMENT BASSE PUISSANCE.

3.1. Théorie du coupleur directif total.

3.1.1. Définition du problème. — Différents travaux théoriques et expérimentaux ont été publiés sur les coupleurs directifs en général [4], [5], [6]. Le présent exposé se limite au cas particulier du couplage total. Il est basé sur des observations expérimentales et propose un modèle permettant d'expliquer entièrement le fonctionnement d'un coupleur directif total.

Par simplification, seul le cas d'une ouverture rectangulaire unique pratiquée dans la paroi commune à deux guides accolés par leur petit côté est considéré, cette fenêtre étant supposée symétriquement disposée sur cette paroi.

La figure 4 représente le coupleur obtenu.

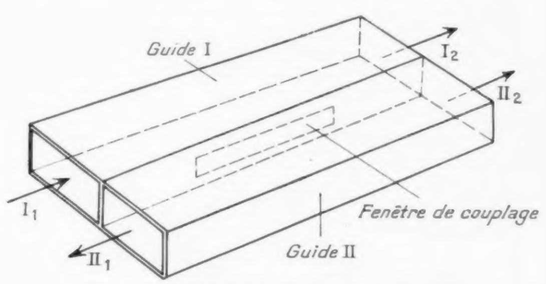


Fig. 4. — Définition du coupleur directif.

Soient I et II les guides constitutifs. Les différentes sorties sont I_1, I_2, II_1 et II_2. Toutes les sorties sont supposées adaptées. L'énergie arrivant par la branche I_1 se retrouve en totalité dans la branche II_2 et rien n'arrive dans la branche I_2 en raison de la totalité du couplage, pas plus que dans la branche II_1 en raison de la directivité supposée parfaite du coupleur.

Dans les travaux cités ci-dessus le fonctionnement d'un tel coupleur est expliqué à partir de ses propriétés de symétrie et des modes de propagation possibles pour l'énergie. Riblet [5] montre en particulier que l'on peut reconstituer le fonctionnement d'un coupleur à fente unique en injectant dans les branches I_1 et II_1, d'une part deux ondes d'amplitudes égales en opposition de phase (mode antisymétrique) et, d'autre part, deux ondes de même amplitude que les premières mais en phase (mode symétrique), et en étudiant la superposition ou le battement de ces quatre ondes de même fréquence dont chaque paire possède une longueur d'onde dans le guide différente.

3.1.2. Battement de deux ondes de longueurs d'ondes différentes. — Une application de cette idée est représentée schématiquement sur la figure 5 pour le cas du couplage total. Sur la figure 5*a*, la configuration du champ électrique à un instant quelconque est représentée dans diverses sections du coupleur pour le mode antisymétrique. La figure 5*b* indique ce champ pour le mode symétrique et la superposition des champs est effectuée sur la figure 5*c*. La moyenne dans le temps, c'est-à-dire l'amplitude maximum que peut atteindre le champ électrique, est indiquée sur la figure 5*d* pour trois sections longitudinales distinctes (le champ est nul au centre).

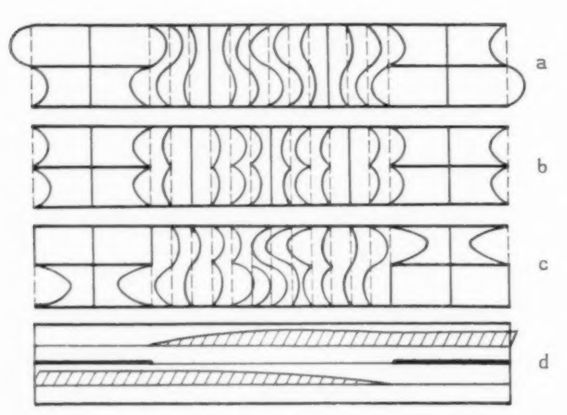


Fig. 5. — Configuration instantanée des champs électriques : *a*. Mode antisymétrique; *b*. Symétrique; *c*. Superposition; *d*. Moyenne dans le temps.

Mathématiquement, le battement entre une paire d'ondes symétriques et une paire d'ondes antisymétriques dans deux guides accolés suivant leur petit côté I et II et reliés entre eux par la suppression de la paroi commune peut se faire de la façon suivante :

Soient :

- E_S l'amplitude du champ électrique du mode symétrique;
- E_A l'amplitude du champ électrique du mode antisymétrique;
- λg_S la longueur d'onde dans le guide du mode symétrique;
- λg_A la longueur d'onde dans le guide du mode antisymétrique;
- E_I le champ électrique combiné dans le guide I dans la section de couplage;
- E_{II} le champ électrique combiné dans le guide II dans la section de couplage;
- x la coordonnée de longueur mesurée à partir du début de l'espace de couplage dans la direction parallèle aux guides;
- t le temps;
- f la fréquence U. H. F.

Les champs E_I et E_{II} résultants dans les deux guides accolés peuvent s'écrire

$$(3.1)\quad E_I = E_S \cos 2\pi\left(\frac{x}{\lambda g_S} - ft\right) + E_A \cos 2\pi\left(\frac{x}{\lambda g_A} - ft\right),$$

$$(3.2)\quad E_{II} = E_S \cos 2\pi\left(\frac{x}{\lambda g_S} - ft\right) - E_A \cos 2\pi\left(\frac{x}{\lambda g_A} - ft\right).$$

Supposons que les amplitudes des champs composants E_A et E_S soient égales,

$$(3.3)\qquad E_S = E_A = \frac{E_0}{2}.$$

Les équations (3.1) et (3.2) peuvent alors s'écrire

$$(3.4)\quad E_I = E_0 \cos\left[\pi x\left(\frac{1}{\lambda g_S} + \frac{1}{\lambda g_A}\right) - 2\pi ft\right] \times \cos \pi x\left(\frac{1}{\lambda g_S} - \frac{1}{\lambda g_A}\right),$$

$$(3.5)\quad E_{II} = -E_0 \sin\left[\pi x\left(\frac{1}{\lambda g_S} + \frac{1}{\lambda g_A}\right) - 2\pi ft\right] \times \cos \pi x\left(\frac{1}{\lambda g_S} - \frac{1}{\lambda g_A}\right).$$

Les équations (3.4) et (3.5) sont constituées de trois facteurs :

— de l'amplitude initiale E_0 dans le guide d'entrée;

— d'une fonction périodique rapide d'une grandeur dépendant du temps t et du lieu x (facteur de phase);

— et, finalement, d'une fonction périodique lente dépendant du lieu x.

A un lieu déterminé (x = const.), on constate que l'onde résultante dans le guide I est en avance de phase sur l'onde dans le guide II de 90°. A un instant déterminé (t = const.), la distance entre deux maxima voisins est égale à la longueur d'onde dans les guides I et II et est donnée par

$$\lambda_{g_{I}} = \lambda_{g_{II}} = \frac{\lambda_{gS}\,\lambda_{gA}}{\lambda_{gA} + \lambda_{gS}}. \tag{3.6}$$

Les amplitudes de ces maxima sont modulées par la fonction périodique lente. Les amplitudes absolues des champs électriques sont alors

$$|E_{I}| = |E_0| \cos\frac{\pi x}{\lambda_b}, \tag{3.7}$$

$$|E_{II}| = |E_0| \sin\frac{\pi x}{\lambda_b}, \tag{3.8}$$

où λ_b est la longueur d'onde de ce battement lent

$$\lambda_b = \frac{\lambda_{gS}\,\lambda_{gA}}{\lambda_{gA} - \lambda_{gS}}. \tag{3.9}$$

Le champ E_I est également déphasé de 90° par rapport au champ E_{II}, tel que l'indique la figure 5*d*.

La puissance dans le guide d'onde ne dépend que des phénomènes indépendants du temps t, donc ici du battement lent. Il est possible de connaître la répartition de la puissance entre les guides I et II après un chemin de longueur x à partir du début de l'espace de couplage en élevant les expressions (3.7) et (3.8) au carré

$$P_{I} = P_0 \cos^2\frac{\pi x}{\lambda_b}, \tag{3.10}$$

$$P_{II} = P_0 \sin^2\frac{\pi x}{\lambda_b}, \tag{3.11}$$

où P_0 est la puissance à l'entrée au niveau $x = 0$. En se basant sur les notations de la figure 4 on a dans la branche I_1 du coupleur la puissance P_0, dans la branche II_1 la puissance zéro, et dans les branches I_2 et II_2 les puissances P_I et P_{II} calculées d'après (3.10) et (3.11) en y remplaçant x par la longueur de la fenêtre l. On peut ainsi obtenir une répartition de puissance quelconque. En particulier, la puissance P_I est nulle et $P_{II} = P_0$ (condition pour le couplage total), si la longueur de la fenêtre l satisfait à la condition

$$l = n\frac{\lambda_b}{2} \qquad (n = 1, 3, 5, \ldots). \tag{3.12}$$

3.1.3. Calcul des longueurs d'onde λ_{gS} et λ_{gA}. — La longueur d'onde du mode antisymétrique λ_{gA} est égale à la longueur d'onde dans chaque guide séparé, car dans ce mode la présence de la fenêtre dans la cloison de séparation des deux guides n'influe pas sur la propagation. Si a est le grand côté des guides constituant le coupleur et si λ est la longueur d'onde dans l'air, on a

$$\lambda_{gA} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}. \tag{3.13}$$

La détermination de la longueur d'onde du mode symétrique est plus délicate. Une solution satisfaisante à ce problème a été indiquée pour le coupleur du type Transvar [6], où la fenêtre de couplage total a la forme d'une échelle.

Dans le cas présent d'une fenêtre de couplage longue, il est indispensable pour le calcul d'ajouter aux modes symétriques et antisymétriques un troisième mode de propagation : le mode fondamental du guide de double largeur. Ce mode est un mode parasite qui est toujours excité par le mode symétrique dans l'espace de couplage. Il est en phase avec le mode symétrique et sa longueur d'onde λ_{gD} est sinon égale, en tout cas très voisine, de celle du mode symétrique. Sa présence est d'ailleurs indispensable comme on le verra plus loin pour expliquer l'existence de champ électrique U. H. F. observé dans la fenêtre de couplage. Posons donc

$$\lambda_{gS} = \lambda_{gD}. \tag{3.14}$$

Différentes formules permettent le calcul de λ_{gD} à partir des dimensions géométriques de la section transversale de l'espace de couplage. Si la fenêtre a la même hauteur que le guide, on a

$$\lambda^1_{gD} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{4a}\right)^2}}, \tag{3.15}$$

où a est la largeur de chacun des deux guides constituant le coupleur. Si la fenêtre est moins haute que le guide, il faut se rapporter à la longueur d'onde du mode fondamental du guide avec arête capacitive centrale

$$\lambda^2_{gD} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}}, \tag{3.16}$$

où λ_c est la longueur d'onde de coupure d'un tel guide. La valeur de λ_c peut être déterminée numé-

riquement [7]. Mais quelle que soit l'épaisseur e des deux arêtes métalliques (épaisseur de la fenêtre) et quel que soit l'espace entre ces arêtes (hauteur de la fenêtre), on a toujours

$$\lambda_c > 4a. \tag{3.17}$$

Comme en pratique le terme $\left(\frac{\lambda}{4a}\right)^2$ est petit par rapport à 1, le dénominateur est négligeable dans (3.15) et à plus forte raison dans (3.16), d'où

$$\lambda_{g_S}^{(1),(2)} \sim \lambda. \tag{3.18}$$

Dans le cas plus général où l'espace capacitif entre les arêtes est rempli d'un diélectrique d'épaisseur e et de constante diélectrique ε, la longueur d'onde dans le guide est diminuée et devient généralement plus faible que la longueur d'onde dans l'air λ. Si tout le champ électrique est concentré dans le diélectrique, la longueur d'onde dans le guide double devient

$$\lambda_{g_D}^{(3)} = \frac{\lambda}{\sqrt{\varepsilon - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}}. \tag{3.19}$$

Si toutefois l'épaisseur du diélectrique n'est pas assez grande pour permettre cette supposition, le facteur ε doit être multiplié par une fonction de e et l'on obtient finalement

$$\lambda_{g_D}^{(4)} = \frac{\lambda}{\sqrt{\varepsilon f(e) - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}}. \tag{3.20}$$

En faisant abstraction des champs électriques de frange autour de la capacité centrale, $f(e)$ doit être approximativement linéaire et de la forme

$$f(e) = \frac{1}{\varepsilon} + e\alpha, \tag{3.21}$$

où α est un coefficient numérique. La valeur de $f(e)$ est égale à $\frac{1}{\varepsilon}$ pour $e = 0$. Le verre généralement utilisé comme diélectrique ayant une constante diélectrique relativement élevée (de l'ordre de 5), de faibles épaisseurs de verre suffisent à rendre la longueur d'onde dans le guide très nettement inférieure à λ.

3.1.4. Calcul de la longueur de la fenêtre. — L'expression (3.13) permet de calculer la longueur théorique l de la fenêtre donnant le couplage total en fonction de la longueur d'onde λ. Il suffit d'y substituer les valeurs de λ_{g_S} et λ_{g_I} calculées pour diverses valeurs de λ à partir de la formule (3.9).

Le graphique de la figure 6 est tracé de cette manière pour une fenêtre sans verre. On constate que plus la longueur d'onde diminue (la fréquence augmente), plus la fenêtre de couplage doit être choisie longue pour obtenir un couplage total.

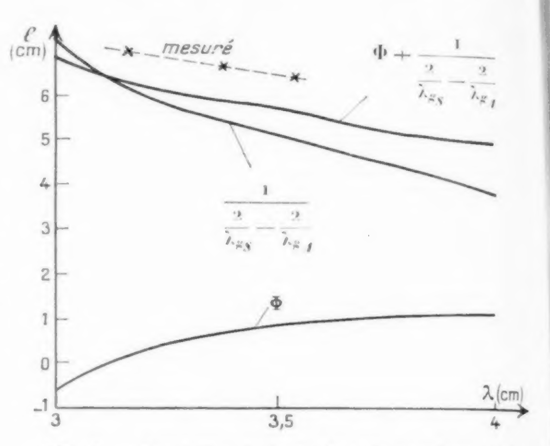


Fig. 6. — Longueur de la fenêtre de couplage total en fonction de la longueur d'onde.

Les variations calculées de la longueur de fenêtre nécessaire sont beaucoup plus fortes que celles observées. La différence peut être attribuée aux extrémités de la fenêtre de couplage. Des calculs tenant compte du déphasage subi par une paire d'ondes planes incidentes sur la paroi de séparation de deux guides [5] indiquent finalement que la longueur de la fenêtre doit être allongée d'une certaine quantité Φ qui est elle-même une fonction lente de la longueur d'onde. La variation de Φ en fonction de λ calculée d'après [5] pour une hauteur de fenêtre égale à la hauteur du guide est également indiquée sur la figure 6. Cette quantité Φ varie en sens opposé à (3.12), de sorte que l'expression complète pour la longueur minima de la fenêtre assurant le couplage total ($n = 1$),

$$l = \Phi + \frac{1}{\frac{2}{\lambda_{g_S}} - \frac{2}{\lambda_{g_I}}} \tag{3.22}$$

est valable dans une très large bande. Il est ainsi possible de réaliser un coupleur directif total ou quasi total dans une bande supérieure à 15 %. La figure 6 représente la courbe théorique calculée suivant l'équation (3.22). Les trois points de mesure (indiqués par des croix sur la figure 6) tirés de la figure 7 indiquent une variation de même sens de la

longueur optima pour le couplage total en fonction de λ.

Numériquement l'importance de Φ est faible vis-à-vis du second terme de (3.22), lorsque la hauteur de la fenêtre est voisine de la hauteur du guide.

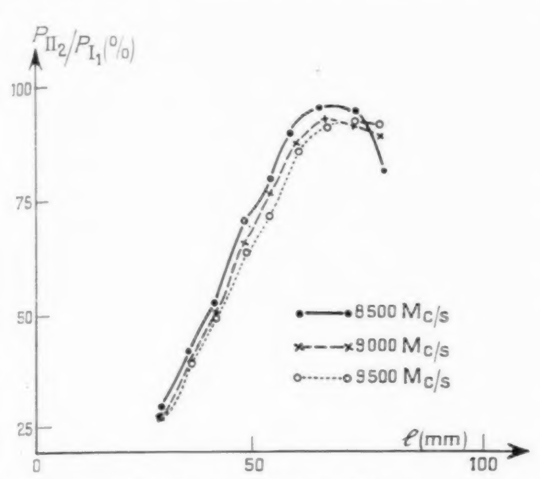


Fig. 7. — Variation du pourcentage d'énergie couplée en fonction de la longueur de la fenêtre.

Par contre, lorsque la hauteur de la fenêtre devient faible par rapport à la hauteur du guide, le calcul [5] n'est plus valable. L'expérience montre que la valeur de Φ augmente et peut même dépasser la valeur du second terme de (3.22) pour des fentes très étroites.

3.2. Étude expérimentale.

3.2.1. Méthode de mesure. — L'étude de la fenêtre de couplage total a été faite dans la bande des 3 cm entre 8 500 et 9 500 Mc/s sur le guide standard n° 0 (10,16 × 22,86 mm intérieur). Le dispositif de mesure est formé de deux guides dont un petit côté est supprimé. Ces deux guides sont vissés l'un contre l'autre en interposant des plaquettes comportant les fenêtres de couplage de diverses dimensions.

Toutes les mesures effectuées sur un coupleur directif sont délicates du fait que les conditions idéales énoncées dans le paragraphe 3.1.1 ne sont jamais parfaitement respectées. L'adaptation des quatre branches du coupleur n'est jamais parfaite, en particulier lorsqu'il est nécessaire d'utiliser des coudes plus ou moins bons pour séparer mécaniquement les différentes sorties de guide du coupleur. Une symétrie parfaite du coupleur est difficile à réaliser pour certaines mesures et il s'ensuit des erreurs de couplage et de directivité. Enfin les seules mesures possibles sont des comparaisons de puissance. En dehors de la difficulté de faire de telles mesures avec précision (erreur inférieure à 1 %), il est nécessaire de tenir compte des pertes introduites par le coupleur lui-même, et ces pertes varient d'une expérience à une autre, en particulier pour les mesures faites dans la bande des 3 cm. Les résultats les plus facilement reproductibles sont obtenus avec la méthode suivante : la puissance U. H. F. appliquée au coupleur est maintenue constante et la répartition de la puissance entre les trois autres branches est mesurée en fonction des dimensions de l'ouverture pratiquée dans la plaquette interposée entre les deux guides. Seuls les résultats les plus importants de ces mesures sont indiqués ci-dessous.

3.2.2. Influence des dimensions de la fenêtre de couplage. — Les paramètres variables sont les suivants :

a. Longueur de la fenêtre;

b. Hauteur de la fenêtre;

c. Épaisseur de la plaquette comportant la fenêtre;

d. Diélectrique dans l'ouverture.

La figure 7 indique le pourcentage d'énergie transmise dans la voie II_2 pour une fenêtre de couplage de 0,3 mm d'épaisseur, de 6 mm de hauteur et de longueur variable l pour 8 500, 9 000 et 9 500 Mc/s. Le couplage total (aux pertes près) est obtenu avec une longueur de fenêtre de 65 mm environ pour toutes les fréquences utilisées. La directivité observée (pourcentage de puissance retrouvée dans la branche II_1) est, à quelques exceptions près, toujours supérieure à 20 dB.

Ces courbes montrent en accord avec la théorie (comparer la figure 6) que plus la fréquence augmente, plus la fenêtre de couplage doit être choisie grande pour obtenir la même quantité de puissance couplée. Cet effet est plus fort pour le couplage hybride (50 % de couplage) que pour le couplage total.

La figure 8 indique l'influence de la hauteur de la fenêtre sur le pourcentage de puissance recueilli dans la branche II_2 pour une épaisseur de fenêtre de 0,3 mm et une longueur de fenêtre de 30 mm. Le couplage est maximum pour une hauteur égale à 80 % de la hauteur du guide. Il diminue de part et d'autre de cette hauteur préférentielle plus rapi-

dement pour les fréquences élevées que pour les fréquences basses. La directivité est aussi nettement moins bonne lorsque la hauteur de la fenêtre diminue Ces constatations permettent d'estimer l'importance.

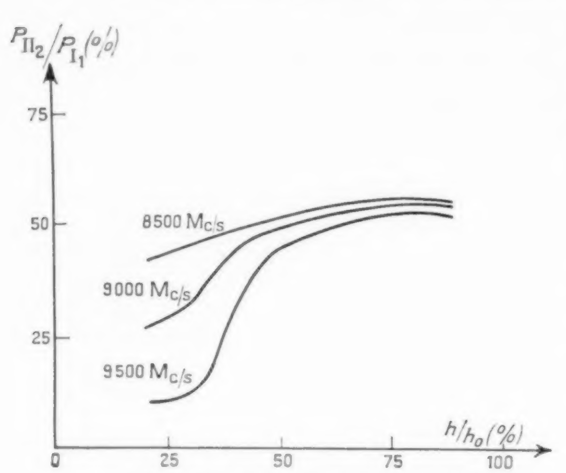


Fig. 8. — Variation du pourcentage d'énergie couplée en fonction du pourcentage de hauteur de fenêtre.

de la grandeur Φ introduite dans l'expression (3.22) (*voir* § 3.1.4).

L'influence de l'épaisseur de la plaquette comportant la fenêtre sur le couplage est minime; par contre, la directivité est optima pour une épaisseur de fenêtre de 1 mm et devient moins bonne surtout pour des épaisseurs plus grandes.

La présence du verre a une très grande influence sur la longueur à donner à la fenêtre pour un couplage déterminé. Ainsi, avec une plaquette de verre de 0,4 mm d'épaisseur collée sur une fenêtre de 6 mm de hauteur et de 48 mm de longueur le couplage est total (pertes de couplage inférieures à 20 dB) entre 8 500 et 9 600 Mc/s. L'économie de longueur de la fenêtre est donc de 25 % environ. Le facteur α dans l'équation (3.21) (*voir* § 3.1.3) est, par suite, voisin de $0{,}12\ \text{mm}^{-1}$. La directivité reste supérieure à 20 dB.

Dans certains cas on observe pour une fréquence donnée une chute de couplage et une directivité très mauvaise. On se trouve alors dans un état de résonance parasite de la fenêtre. Cette résonance est très aiguë et sa fréquence varie linéairement avec le changement de longueur de fenêtre.

3.3. Le filtre.

Le filtre placé dans l'enceinte du tube (*voir* § 2) comporte trois éléments. L'élément central jouant le rôle d'éclateur possède une surtension Q_c relativement importante pour faciliter l'amorçage de la décharge aux puissances U. H. F. relativement faibles. Afin de perdre un minimum d'énergie d'écho dans la bande d'utilisation du tube par suite de réflexions créées par l'éclateur, nous avons adopté la méthode classique qui consiste à placer de part et d'autre de cet éclateur des éléments à surtension plus faible βQ_c (β, facteur plus petit que 1) et distants d'un quart de longueur d'onde dans le guide λ_g de part et d'autre de l'éclateur.

La théorie simple [1] d'un tel filtre se résume ainsi :

Considérons la figure 9 indiquant le schéma équivalent du filtre parfaitement adapté. Chacun des trois éléments est caractérisé par sa susceptance ramenée à la susceptance b de l'élément central, qui est fonction de la surtension Q_c

$$b = 4 Q_c \frac{f - f_0}{f}. \tag{3.23}$$

Fig. 9. — Schéma équivalent du filtre.

La géométrie de chaque élément est choisie telle que $b = 0$ pour $f = f_0$ (f_0, fréquence centrale du tube). La puissance réfléchie P_r par ce filtre peut alors être calculée d'après

$$P_r = \frac{b^2(1 - 2\beta + \beta^2 b^2)^2}{4 + b^2(1 - 2\beta + \beta^2 b^2)^2} \tag{3.24}$$

en admettant que la distance géométrique entre les éléments est égale à $\frac{\lambda_g}{4}$ quelle que soit la fréquence considérée.

Cette expression se simplifie notamment lorsqu'on pose

$$\beta = \frac{1}{2}. \tag{3.25}$$

Pour cette valeur de β, l'expression (3.24) devient

$$P_r = \frac{b^6}{64 + b^6} \tag{3.26}$$

et, en y substituant pour b l'expression (3.23),

$$P_r = \frac{64 Q_c^6 \left(\frac{f - f_0}{f}\right)^6}{1 + 64 Q_c^6 \left(\frac{f - f_0}{f}\right)^6}. \tag{3.27}$$

En calculant P_r en fonction de la fréquence f on ne trouve qu'un seul zéro pour P_r. Pour tout autre choix de β différent de zéro on a trois zéros pour P_r. Si donc la surtension des deux éléments extérieurs est la moitié de celle de l'élément central [d'après l'expression (3.23), Q devient βQ, si b devient βb] on doit observer théoriquement un minimum de pertes par réflexion dans le filtre.

Les valeurs de surtension choisies pour le filtre inséré dans le tube à couplage total sont $Q_c = 4$ pour l'élément central (éclateur) et $\beta Q = 2$ pour les éléments latéraux (fenêtres de couplage). Sur la figure 10 on a tracé la courbe théorique du taux

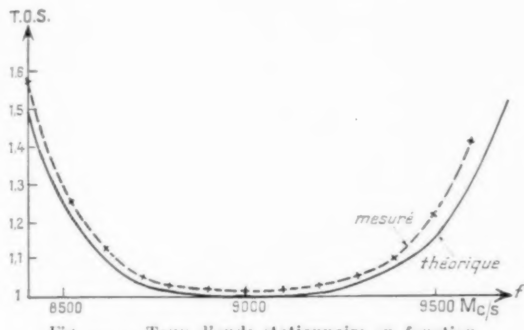


Fig. 10. — Taux d'onde stationnaire en fonction de la fréquence.

d'ondes stationnaires r en fonction de la fréquence f qui est relié à P_r par

$$\frac{P_0 - P_r}{P_r} = 1 - \left(\frac{r-1}{r+1}\right)^2, \tag{3.28}$$

où P_0 est la puissance incidente. Sur la même figure, la courbe mesurée sur un filtre utilisé dans un tube à couplage total est également indiquée. En tenant compte des difficultés de reproductibilité d'éléments rigoureusement centrés à la fréquence f_0 et possédant la surtension prescrite, la conformité des deux courbes est très satisfaisante.

La forme géométrique des éléments est indiquée sur la figure 11. La forme de l'éclateur ressort de données empiriques [1]. Les dimensions de la fenêtre de couplage interne au tube (fenêtre de correction) ainsi que de la fenêtre de couplage externe au tube (fenêtre de sortie) sont plus délicates à déterminer. L'ouverture de la fenêtre peut être considérée comme un tronçon de guide de faible longueur. Pour éviter les réflexions à cet endroit, l'impédance de ce guide doit être égale à Z_0, impédance du guide de transmission. Cette impédance se calcule d'après

$$Z_0 = \sqrt{\frac{1}{\varepsilon}}\,\frac{377\,b'}{a'\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2a'}\right)^2}}\,\Omega, \tag{3.29}$$

où a' est la longueur, b' la hauteur et ε la constante diélectrique de la matière de remplissage de l'ouverture.

En substituant dans (3.29) la valeur de l'impédance caractéristique du guide dans le tube ($Z_0 \simeq 250\,\Omega$) et $\varepsilon = 1$ on trouve pour la fenêtre de correction une infinité de paires de valeurs a' et b' qui satisfont l'équation (3.29) pour $\lambda = \lambda_0$. Une de ces paires de valeurs possède en particulier la surtension de 2 qui est imposée à cette fenêtre. Il est évident que la surtension dépend essentiellement de la hauteur b' ainsi que de l'épaisseur de la

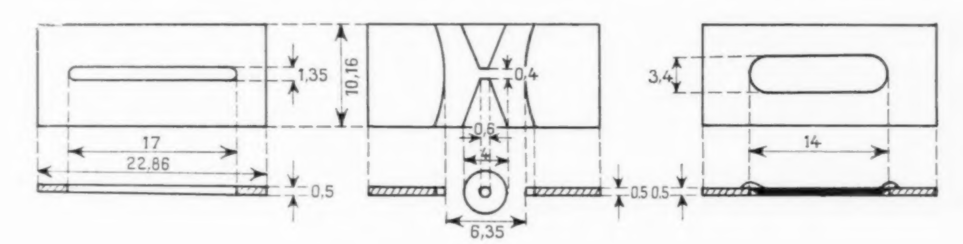


Fig. 11. — Éléments du filtre.

fenêtre, et qu'elle augmente à mesure que b' diminue et que l'épaisseur augmente. On peut procéder de la même façon pour la fenêtre de sortie en substituant dans (3.29) $\varepsilon \simeq 5$. Les résultats expérimentaux sur les fenêtres correspondent assez bien aux prédictions théoriques pour les fenêtres de correction et moins bien pour les fenêtres de sortie, l'épaisseur du verre étant difficilement contrôlable.

Le filtre placé en série derrière la fenêtre de couplage total, c'est-à-dire l'ensemble du tube complet avec son guide support, donne une bande passante pratiquement inchangée par rapport à celle mesurée sur le filtre seul (*fig.* 10).

Les pertes de puissance présentées par l'insertion de l'ensemble du tube et de son support sont de l'ordre de 0,5 dB seulement au centre de la bande. Le filtre est responsable pour 0,4 dB de ces pertes. Ces pertes sont dues principalement aux pertes diélectriques dans le verre et en second lieu aux pertes ohmiques sur les surfaces métalliques. Dans certains cas elles peuvent être rendues plus faibles.

4. FONCTIONNEMENT A PUISSANCE ÉLEVÉE.

4.1 Configuration du champ.

L'utilisation de la jonction à couplage total pour réaliser un commutateur repose sur la possibilité totale du guide. La hauteur de la fenêtre est choisie égale à la hauteur du guide pour faciliter les mesures dans son plan. Les courants détectés par la sonde sont proportionnels aux puissances recueillies. Dans ces conditions une série de diagrammes du type de celui de la figure 12 a été obtenu. Celui de la figure 12 correspond à une longueur de fenêtre de 150 mm; il a été relevé à 2 600 Mc/s, fréquence pour laquelle le couplage est total et la directivité convenable. Il est remarquable que les valeurs relevées présentent des maxima et des minima dans le plan de l'ouverture de couplage. Sur la figure 12 il y en a trois. Pour certaines fréquences, l'importance de ces maxima décroît et le taux d'ondes stationnaires présenté par le coupleur diminue.

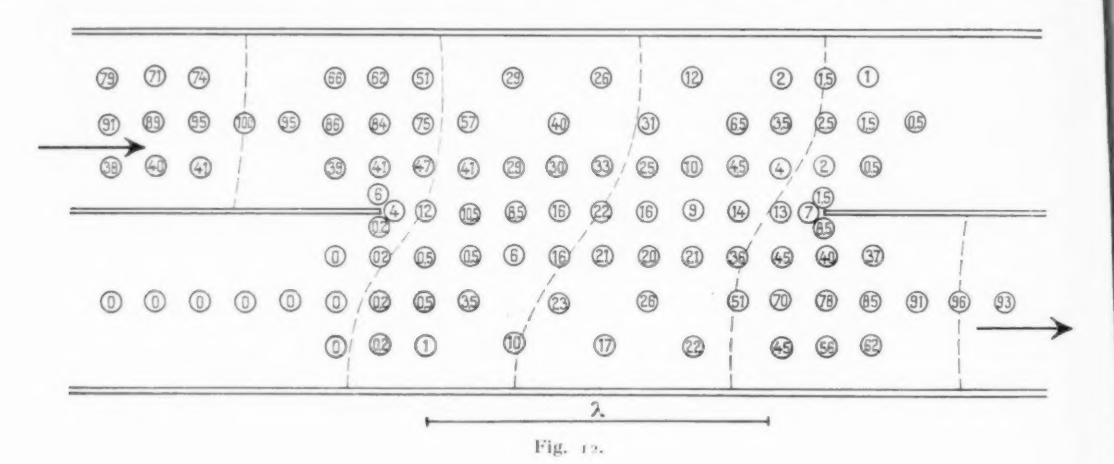


Fig. 12.

de rétablir la continuité de la paroi du guide à l'endroit de la jonction en établissant une décharge dans un gaz facilement ionisable. La connaissance des champs électriques dans le coupleur directif est donc fondamental pour la compréhension des phénomènes en jeu au moment de l'ionisation.

4.1.1. DÉTERMINATION DE LA CONFIGURATION DU CHAMP U. H. F DANS LE COUPLEUR. — Ce problème est extrêmement délicat dans le cas où il existe plusieurs modes de propagation [8]. Une étude expérimentale en a été faite autour de 11 cm de longueur d'onde sur le guide standard n° 7 (29,5 mm × 66,37 mm). Le champ est relevé point par point en introduisant une sonde dans de petites ouvertures pratiquées dans la partie supérieure de la paroi du coupleur (grand côté des guides). L'enfoncement de la sonde dans les guides a été réglé à environ 5 mm et constitue une perturbation du champ supposée négligeable étant donnée la hauteur

Pour d'autres fréquences au contraire les minima de l'ondulation s'annulent, les maxima devenant très importants; on se trouve en présence d'une résonance parasite. En faisant varier la fréquence pour le coupleur de la figure 12 le nombre de bosses passe graduellement de trois à quatre lorsque la fréquence varie de 2 400 à 4 000 Mc/s.

Ces bosses sont donc dues à une réflexion de l'énergie soit à l'extérieur du coupleur, soit à l'intérieur. La distance entre les bosses doit donc être égale à une demi-longueur d'onde de propagation dans le coupleur, mesurée dans la direction de propagation. Un examen détaillé des valeurs de la figure 12 permet de connaître les plans de phase approximatifs (en pointillé sur la figure 12) en reliant les valeurs maxima du relevé. Cette étude permet de préciser les points principaux suivants :

a. L'onde du côté du guide d'entrée I est partout dans l'espace de couplage en avance de 90° sur

l'onde du côté du guide de sortie II. Dans l'ouverture de couplage le décalage moyen de la phase est de 45°.

b. La longueur d'onde effective dans l'espace de couplage, mesurée perpendiculairement aux plans de phase, est voisine de la longueur d'onde dans l'air λ. Dans le plan de la fenêtre de couplage, elle est voisine de 10,5 cm; dans les guides latéraux elle passe graduellement d'un minimum de 12 cm à la longueur d'onde dans le guide de 23 cm (zone de transition). La longueur d'onde mesurée parallèlement aux axes des guides est égale à 12 cm dans le plan de la fenêtre et est au minimum également de 12 cm dans les guides latéraux. La théorie est en accord avec ces résultats, puisque l'on doit avoir dans le plan de la fenêtre $\lambda_{gp} = 12$ cm et dans les guides latéraux $\lambda_{g_{\rm I}} = \lambda_{g_{\rm II}} = 8$ cm. Cette dernière valeur est plus faible par suite de la proximité des zones de transition dont il n'est pas tenu compte dans la théorie.

c. Le modèle décrit ne se justifie que si la longueur de la fenêtre ne satisfait pas exactement à la condition

$$l = n\,\frac{\lambda_{gp}}{2} \qquad (n = 1, 2, 3, \ldots), \tag{4.1}$$

car il y aurait dans ce cas une résonance parasite de la fenêtre de couplage. Le mode fondamental du guide double est le seul pouvant posséder une telle résonance. En cas de résonance, les propriétés directives du coupleur sont naturellement complètement détruites. Ceci a été observé à maintes reprises et prouve bien que l'explication du fonctionnement du coupleur par le mode parasite est parfaitement justifiée.

La figure 13 est une photographie d'une maquette représentant l'amplitude moyenne du champ U.H.F. dans un coupleur. Cette maquette a par construction, une hauteur en chaque point proportionnelle à la racine carrée des points relevés de la figure 12.

D'autres mesures ont été faites en utilisant une fenêtre de couplage de hauteur réduite (15 mm). Les résultats qualitatifs sont semblables à ceux exposés ci-dessus. En ajoutant une plaquette de verre sur cette fenêtre on n'observe aucun changement autre que le raccourcissement de la longueur de la fenêtre assurant le couplage total. Ceci entraîne une diminution de la distance entre les plans de phase dans le coupleur et la longueur d'onde mesurée perpendiculairement aux plans de phase devient encore plus faible que λ.

4.1.2. Interprétation de ces résultats. — Les résultats de l'étude expérimentale indiquent que la configuration des champs électriques donnée à titre d'exemple sur la figure 5 est incomplète, le champ électrique étant différent de zéro dans le plan de la fenêtre de couplage. Le mode symétrique excite, comme nous l'avons vu, le mode fondamental du guide double. La superposition de ces nouveaux champs donne, en effectuant la moyenne dans le temps, les profils d'intensité du champ électrique dans diverses coupes longitudinales du coupleur, indiqués sur la figure 14*a*. La figure 14*b* indique ces mêmes profils en tenant compte schématiquement de l'influence des effets de bouts. Cette influence est plus importante dans le profil contenant la fenêtre de couplage, puisque le champ électrique ne peut être autre que nul aux extrémités de la fenêtre. La figure 14*b* est en parfait accord avec le relevé expérimental représenté sur la figure 12, si l'on fait abstraction des ondulations produites par les réflexions.



Fig. 13. — Photographie de la maquette du champ.

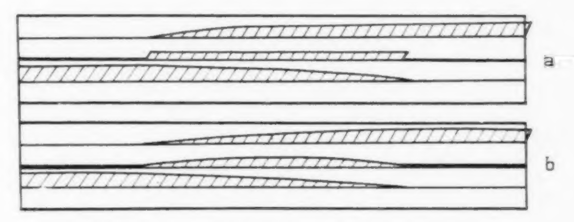


Fig. 14. — Configuration du champ moyen.

1.1.3. Ionisation dans la fenêtre. — La conclusion des études précédentes peut se résumer ainsi : le champ électrique dans la fenêtre de couplage est plus petit que dans les guides latéraux, tout au moins pour une fenêtre de même hauteur que le guide. Pour une fenêtre de hauteur réduite, il y a une concentration du champ qui compense cet effet et l'on peut arriver à une égalité de champ dans les cas limites utilisables pratiquement.

L'absence de surtension dans la fenêtre de couplage est un avantage qui permet de réaliser un commutateur à couplage total d'efficacité supérieure aux systèmes classiques.

En effet, les tubes TR classiques utilisent des éclateurs et des fenêtres formant des circuits résonnants. La surtension de ces circuits favorise l'établissement des décharges en augmentant considérablement le champ électrique dans une petite région de l'espace. L'étude montre que le choix de la surtension est le résultat d'un compromis entre les caractéristiques obtenues à l'émission et à la réception, d'une part, et entre les caractéristiques d'ionisation et de désionisation pour un gaz donné, d'autre part [1]. L'ionisation est établie d'autant plus facilement que la surtension est élevée, mais le circuit devient transparent à l'énergie U.H.F. en un temps d'autant plus court que la surtension est faible. Un mélange de gaz permettant une désionisation rapide est plus difficile à ioniser et fait perdre les avantages obtenus à l'amorçage. Remarquons qu'une fois les décharges établies, les circuits résonnants sont désaccordés et amortis et leur surtension ne joue qu'un rôle secondaire pendant la durée de l'émission.

Le tube à couplage total offre une solution différente du compromis habituellement recherché en séparant les circuits utilisés à l'émission et à la réception, et en utilisant un élément commun dépourvu de surtension : la fenêtre de couplage total. Au moment de l'émission, les puissances transmises dans le tube sont recueillies par la charge incorporée qui se trouve hors circuit à la réception. Par contre, l'éclateur transmettant les échos au récepteur ne reçoit qu'une faible puissance lorsque le tube est ionisé; par suite, il joue un rôle négligeable dans la période de désionisation. Enfin, la fenêtre de couplage total dépourvue de surtension devient transparente à l'énergie U. H. F., même lorsque l'ionisation résiduelle est importante.

1.2. Étude de la protection du récepteur.

1.2.1. Formation des décharges. — Le comportement à puissance élevée du tube à couplage total diffère donc essentiellement de celui des tubes classiques. Dans un tube TR normal, l'un des éléments résonnants est muni d'une électrode d'entretien et l'ionisation qu'elle produit favorise l'allumage de cet élément au moment où le tube est attaqué par une impulsion de grande puissance. La décharge établie crée une réflexion de l'énergie incidente propageant l'ionisation de proche en proche à tous les circuits jusqu'à la fenêtre de couplage [1].

La puissance transmise au cours de la formation des décharges est la plus dangereuse pour le récepteur. C'est l'« énergie de pointe » généralement mesurée séparément de la puissance transmise lorsqu'un régime stable est établi ou « puissance palier ».

Dans le cas du tube à couplage total, l'énergie provenant du magnétron est transmise au début de l'émission à la charge incorporée dans le tube. Le champ étant plus élevé dans la portion du guide contenant cette charge, c'est à cet endroit que débute l'ionisation. La succession des opérations devient la suivante :

a. Ionisation sur la charge;

b. Début de l'ionisation de la fenêtre;

c. Ionisation de l'éclateur;

d. Ionisation totale de la fenêtre;

e. Désionisation de la charge.

Un régime stable se trouve établi à ce moment et dure aussi longtemps que l'émission.

La durée de ces opérations est très petite. En admettant que le magnétron reçoive des impulsions de tension anodique parfaitement rectangulaires, ce tube délivre une puissance U. H. F. croissant exponentiellement avec une constante de temps inférieure à 10^{-8} s, par suite de sa surtension propre. Les phénomènes d'ionisation en U. H. F. dans le tube TR se produisent en un temps du même ordre de grandeur.

La puissance appliquée à la charge croît donc très rapidement et l'on ne peut vérifier que l'ionisation débute bien à cet endroit qu'en se servant d'un générateur d'ondes entretenues (magnétron ou « carcinotron ») dont on fait croître progressivement la puissance.

Lorsque l'ionisation est établie sur la charge, l'adaptation est détruite et il se produit une réflexion d'énergie vers l'émetteur. Les ondes stationnaires créées doublent le champ électrique à certains endroits. Au moins un de ces maximum se trouve dans le plan de la fenêtre de couplage, celle-ci ayant une longueur voisine d'une longueur d'onde. De

cette manière l'ionisation s'établit sur la fenêtre de couplage aussitôt après s'être établie sur la charge. Les mesures montrent que les décharges s'établissent lorsque la puissance crête incidente atteint environ 100 W.

Avant l'ionisation de la fenêtre de couplage total, l'énergie transmise au récepteur au cours de l'établissement des décharges a trois origines :

a. Énergie transmise par la fenêtre de couplage total : la directivité du couplage est de l'ordre de 30 dB. La puissance transmise au récepteur avant le début de l'ionisation atteint donc au maximum 0,1 W, puissance insuffisante pour ioniser l'éclateur.

b. Énergie réfléchie par la charge; cette charge présente un taux d'ondes stationnaires de l'ordre de 1,1 et réfléchit donc au maximum 0,2 W vers l'émetteur. Les pertes de couplage de l'ordre de 20 dB permettent à une petite fraction de cette puissance, 2 mW, d'atteindre le récepteur.

c. Énergie réfléchie par l'antenne : de la même manière les pertes de couplage permettent à une petite fraction de la puissance incidente de se diriger vers l'antenne, soit 1 W au maximum. Si cette antenne est mal adaptée, elle réfléchit une fraction de cette puissance vers le récepteur. L'éloignement de l'antenne ne permet pas en général à cette énergie d'atteindre le tube avant son ionisation complète. De toutes manières la quantité en jeu est négligeable.

La somme de toutes ces puissances reste très faible et négligeable vis-à-vis de la puissance transmise par l'éclateur au cours de son ionisation. L'ionisation de la fenêtre à couplage total est équivalente à un changement de sa structure, elle perd ainsi sa directivité et l'éclateur placé dans la jonction au récepteur reçoit une fraction de la puissance en jeu à ce moment. Cette puissance croît rapidement dès le début de l'ionisation et dès qu'elle devient de l'ordre du watt, l'éclateur s'ionise par suite de sa surtension et de la présence de l'électrode d'entretien. L'arc établi à cet endroit atténue d'une trentaine de décibels l'énergie transmise par la suite. Le champ U. H. F. nécessaire pour entretenir cet arc n'est cependant pas nul et l'éclateur se comporte comme une source d'énergie supplémentaire rayonnant vers le récepteur.

En même temps, l'énergie délivrée par l'émetteur continue à croître jusqu'à son maximum ainsi que l'intensité de la décharge sur la fenêtre de couplage total. Le rideau conducteur établi ne laisse plus passer une puissance suffisante pour que l'ionisation sur la charge subsiste, mais la décharge sur la fenêtre ne peut se maintenir que s'il existe un faible champ U. H. F. La fenêtre ionisée devient une source U. H. F. délivrant suffisamment d'énergie pour que se maintienne la décharge dans l'éclateur.

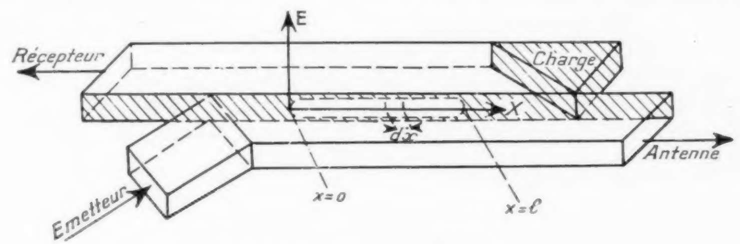


Fig. 15. — Axes de coordonnées.

4.2.2. Régime stable. — Cet état de choses dure aussi longtemps que l'impulsion d'émission et cette situation stable se prête mieux à l'analyse.

Nous allons tout d'abord évaluer l'énergie provenant de la fenêtre de couplage total qui se dirige vers le récepteur (en faisant abstraction de la présence de l'éclateur).

La décharge sur la fenêtre est excitée par le champ haute puissance circulant le long de la fenêtre à la vitesse de propagation de l'onde U. H. F. dans le guide d'onde (voir *fig.* 15). Le régime de cette décharge est le régime d'arc et le champ U. H. F. nécessaire à l'entretien de l'ionisation ne dépend que de la hauteur de la fenêtre.

Pour une hauteur de fenêtre constante, on peut considérer chaque élément de longueur unitaire de la fenêtre de longueur totale l comme un dipôle élémentaire. Chaque dipôle possède une même amplitude de champ électrique maximum $\frac{E_0}{l}$. Nous supposons tout d'abord que E_0 est rigoureusement constant quel que soit le lieu du dipôle considéré sur la fenêtre. La valeur de E_0 est évidemment beaucoup plus faible que ce qu'elle serait, si la fenêtre n'était pas ionisée. La composition du remplissage

de gaz dans le tube agit fortement sur la valeur de E_0. Plus l'impédance de la décharge est faible, plus E_0 est faible et *vice versa*. D'autre part, l'impédance de la décharge est considérée suffisamment faible pour pouvoir assimiler la fenêtre ionisée à une paroi métallique à faibles pertes pour les ondes U. H. F.

L'amplitude du champ électrique E en fonction de la position x d'un dipôle élémentaire et en fonction du temps t peut s'exprimer par

$$(4.2)\qquad E = \frac{E_0}{l}\cos 2\pi f\left(t - \frac{x}{c_g}\right),$$

où l est la longueur totale de la fenêtre, f la fréquence de travail et c_g la vitesse de propagation de l'onde U. H. F. dans le guide d'onde ($c_g > c$, vitesse de la lumière). L'origine de l'axe des x est choisie à l'extrémité de la fenêtre du côté de l'émetteur. Pour un observateur placé du côté de la charge en $x = l$, les amplitudes maxima des dipôles avancent vers lui à la vitesse c_g.

Chaque dipôle peut rayonner dans toutes les directions. Si, en particulier, ce rayonnement est dirigé vers la charge, on aura au niveau $x = l$ une contribution de chaque dipôle exprimée par (4.2). S'il a lieu en arrière vers le récepteur, on aura au niveau $x = 0$ une contribution donnée par

$$(4.3)\qquad E = \frac{E_0}{l}\cos 2\pi f\left(t - \frac{2x}{c_g}\right),$$

puisque le chemin parcouru par l'onde excitatrice partant de $x = 0$ dans le guide émission et revenant à $x = 0$ dans le guide réception est cette fois $2x$.

Pour connaître à présent l'intensité du champ électrique de fuite totale E_T vers le récepteur, il suffit d'additionner les intensités élémentaires au lieu $x = 0$. Mathématiquement il suffit de calculer l'expression

$$(4.4)\qquad E_T = \int_{x=0}^{x=l} E\,dx.$$

Substituons (4.3) dans (4.4) et intégrons

$$(4.5)\qquad E_T = \frac{E_0}{l}\int_{x=0}^{x=l}\cos 2\pi f\left(t - \frac{2x}{c_g}\right)dx$$

$$= \frac{E_0}{l}\left[\frac{\sin 2\pi f\left(t - \frac{2x}{c_g}\right)}{-\frac{4\pi f}{c_g}}\right]_0^l$$

$$= \frac{E_0}{l}\left[\frac{\sin 2\pi f\left(t - \frac{2l}{c_g}\right)}{-\frac{4\pi f}{c_g}} - \frac{\sin 2\pi ft}{-\frac{4\pi f}{c_g}}\right].$$

Dans un guide d'onde rectangulaire tel que le guide réception on a

$$(4.6)\qquad c_g = f\lambda_g,$$

où λ_g est la longueur d'onde dans le guide.

En substituant (4.6) dans (4.5) on trouve

$$(4.7)\qquad E_T = -\frac{E_0\lambda_g}{4\pi l}\left[\sin 2\pi f\left(t - \frac{2l}{f\lambda_g}\right) - \sin 2\pi ft\right].$$

On peut simplifier (4.7), sachant que

$$\sin\alpha - \sin\beta = 2\sin\frac{\alpha-\beta}{2}\cos\frac{\alpha-\beta}{2}$$

et l'on trouve finalement

$$(4.8)\qquad E_T = -\frac{E_0}{2\pi}\frac{\lambda_g}{l}\sin 2\pi\frac{l}{\lambda_g}\cos 2\pi f\left(t - \frac{1}{f}\frac{l}{\lambda_g}\right).$$

L'intensité P_R du champ haute fréquence dans le guide réception est proportionnelle au carré du facteur indépendant de t, c'est-à-dire

$$(4.9)\qquad P_R \sim |E_T|^2 = \frac{E_0}{4\pi^2}\left(\frac{\lambda_g}{l}\right)^2\sin^2 2\pi\frac{l}{\lambda_g}.$$

P_R est l'énergie de fuite allant vers le récepteur. L'énergie P_C allant vers la charge est

$$(4.10)\qquad P_C \sim \frac{E_0^2}{4\pi^2}\left(\frac{\lambda_g}{l}\right)^2\cos^2 2\pi\frac{l}{\lambda_g}.$$

L'énergie de fuite transmise vers le récepteur est nulle, lorsque la longueur de la fenêtre est égale à un multiple de $\frac{\lambda_g}{2}$. Ainsi, par exemple pour $l = \lambda_g$ (qui correspond assez bien aux conditions pratiques de couplage total), aucune énergie de fuite ne va vers le récepteur; la totalité se dirige sur la charge. Il est évident que cette condition n'est réalisée pour une longueur de fenêtre donnée que pour une seule fréquence de travail de l'émetteur, puisque λ_g varie rapidement dans le guide en fonction de f. Ainsi, si $l = \lambda_g$ à 9 000 Mc/s dans le guide standard de la bande des 3 cm, on trouve à 8 500 Mc/s, 53 % et à 9 600 Mc/s, 49 % de l'énergie de fuite sur le récepteur, alors que le complément est recueilli par la charge adaptée. Si l'adaptation de la charge n'est pas parfaite et qu'elle réfléchisse un certain pourcentage de l'énergie incidente, l'énergie vers le récepteur calculée est augmentée ou réduite suivant les phases et amplitudes relatives des deux ondes allant vers le récepteur.

En pratique l'énergie rayonnée par élément de fenêtre dx n'est pas exactement égale sur toute la longueur de la fenêtre. La répartition de cette

énergie ne peut pas être déterminée. Il est toutefois probable qu'elle est plus faible aux extrémités de la fenêtre, puisque les courants H. F. dans ces régions choisiront de préférence le chemin métallique et non le chemin ionique. Cette hypothèse est renforcée par les observations visuelles de la décharge. On reconnaît quelquefois des stries dans la décharge, qui apparaissent particulièrement nettement à puissance d'émission un peu réduite ainsi que pour certaines compositions de gaz de remplissage.

Si $f(x)$ caractérisait la variation de E suivant le lieu x du dipôle élémentaire considéré plus haut, l'expression

$$(4.11)\quad E_T = \frac{E_0}{l}\int_{x=0}^{x=l} f(x)\cos 2\pi f\left(t - \frac{2x}{c_g}\right)dx$$

permettrait de connaître la puissance exacte parvenant vers le récepteur. Comme $f(x)$ n'est pas connu, tout ce que nous pouvons dire c'est qu'il existe toujours certaines longueurs de fenêtre bien définies où l'énergie de fuite vers le récepteur s'annule. Il est toutefois impossible de dire si la longueur de fenêtre optima sera plus petite ou plus grande que λ_g pour reprendre le cas considéré plus haut.

Il faut remarquer que la quantité totale d'énergie de fuite est en pratique environ 30 dB au-dessous du niveau de l'émetteur. Lorsque le tube fonctionne à une fréquence située en bout de bande avec la longueur de fenêtre la plus favorable au centre de la bande, l'énergie transmise peut devenir importante. Il reste indispensable de placer un éclateur entre la fenêtre et le récepteur. L'éclateur s'allume avant l'ionisation totale de la fenêtre de couplage total (limitant ainsi l'énergie de pointe), et atténue de plus de 30 dB l'énergie de fuite E_T qui cherche à le traverser. Ainsi, les puissances de palier de moins de 30 mW observées derrière le duplexeur sont aisément explicables, si la longueur de la fenêtre choisie n'est pas trop différente de la longueur optima.

4.2.3. Résultats expérimentaux. — En utilisant un tube dans lequel l'éclateur de la jonction au récepteur est supprimé on peut étudier le comportement de la fenêtre de couplage total seule.

L'interprétation des résultats expérimentaux serait très pénible sans l'analyse qui vient d'être faite. En effet, on remarque sur la figure 16 que la puissance moyenne atteignant le récepteur est d'autant plus grande que la durée des impulsions d'émission est courte. Ceci s'explique pourtant à l'aide de la figure 19 qui montre que le temps de désionisation est plus petit avec les impulsions les plus brèves. En poursuivant les mesures vers les pressions élevées les résultats reprennent une allure normale par suite de très faible temps de désionisation obtenu.

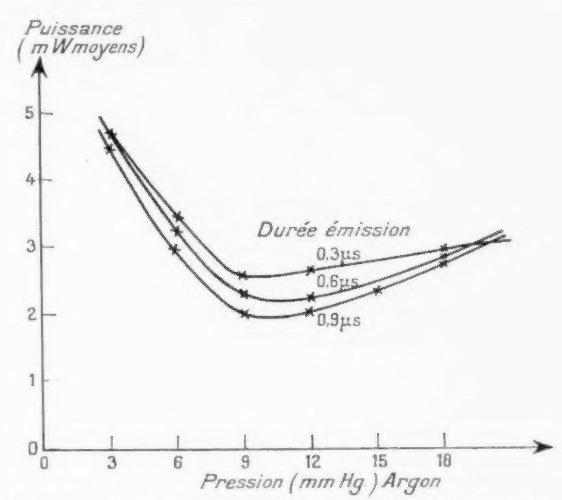


Fig. 16. — Puissance traversante en fonction de la pression. Tube sans éclateur; Puissance : 50 kW; Fréquence de répétition : 1000 p/s.

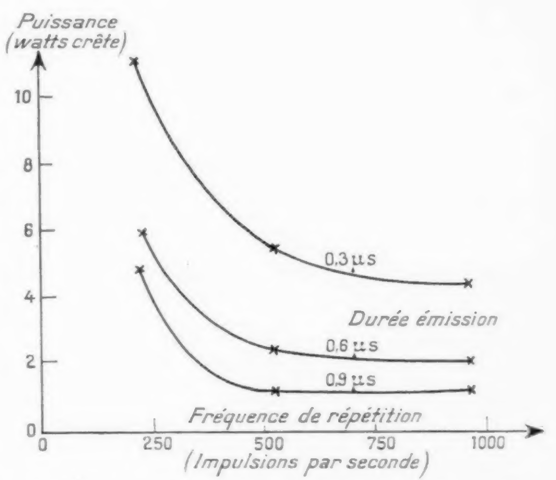


Fig. 17. — Influence de la fréquence de répétition, puissance 50 kW.

C'est donc l'ionisation résiduelle d'une impulsion à l'autre qui aide la formation de la décharge et réduit les fuites de puissance. Ceci est confirmé par les résultats de la figure 17 où l'on voit l'influence de la fréquence de répétition. Cette figure a été tracée en puissance crête pour que l'on voie directement la décroissance des puissances traver-

santes lorsque l'écart de temps entre deux impulsions d'émission diminue. On remarque encore sur cette courbe que la puissance crête est d'autant plus grande que l'impulsion est courte. Il faut voir là la prépondérance croissante de l'énergie transmise en période d'allumage. Nous ne pouvons pas évaluer cette énergie, la méthode habituelle consistant à faire varier la durée de l'émission est en effet inutilisable d'après ce qui précède.

Pour les tubes complets (comportant un éclateur) les mesures changent totalement d'aspect, car les puissances mesurées ci-dessus se trouvent atténuées par l'éclateur ionisé. Il faut encore ajouter à la puissance atténuée venant de la fenêtre, l'énergie traversant l'éclateur au moment de son allumage et la puissance constante qu'il transmet par suite de la tension U. H. F. existant entre les cônes pour maintenir l'ionisation. Suivant les relations de phase, les puissances transmises en fonction du temps peuvent donc présenter des formes très complexes que nous ne chercherons pas à analyser ici. La figure 18 donne le résultat global des mesures de

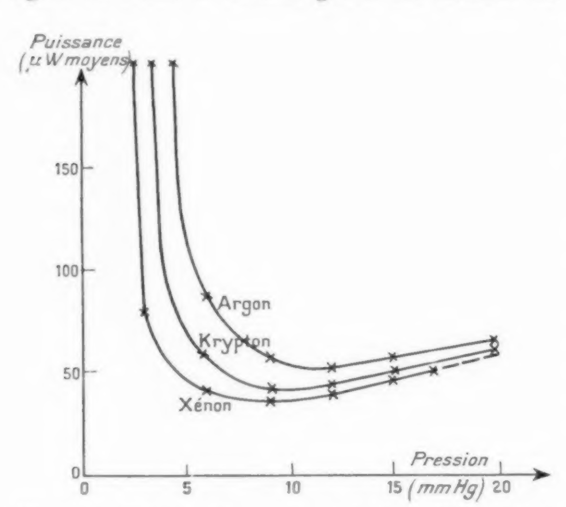


Fig. 18. — Puissance traversante en fonction de la pression. Tube avec éclateur sans décharge d'entretien; Puissance : 50 kW; Durée de l'émission : 0,9 μs; Fréquence de répétition : 1000 p/s.

puissances moyennes. Ces mesures ont été faites en supprimant l'alimentation de l'électrode d'entretien, la quantité d'électrons qu'elle délivre à l'espace de décharge U. H. F. varie en effet avec la pression et fausse les mesures. A titre indicatif, quelle que soit la pression, une électrode d'entretien réglée pour atténuer un signal faible niveau de 0,1 dB réduit la puissance transmise à l'émission d'un facteur 10 à 15.

Les courbes obtenues présentent un minimum analogue à celui de la loi de Paschen. Le minimum de puissance se trouve dans la même zone que pour la fenêtre de couplage total considérée seule (*fig.* 16).

4.3. Étude du temps de désionisation.

4.3.1. Fonctionnement. — La décharge très étendue recouvrant la fenêtre de couplage absorbe beaucoup d'énergie. Pour réduire les pertes on utilise un gaz très facilement ionisable, tel qu'un gaz rare. Dans ces conditions avec les tubes TR classiques, les temps de désionisation obtenus sont très longs; des centaines de microsecondes. La structure particulière du tube à couplage total permet de surmonter cette difficulté comme nous l'avons vu, l'absence de surtension de la fenêtre de couplage conduit à des pertes de transmission réduites pour une densité d'électrons déterminée. Par ailleurs la grande surface de la fenêtre accélère les recombinaisons.

L'éclateur de protection du récepteur ne reçoit qu'une faible puissance pendant l'émission, son temps de désionisation est donc très petit et cet élément ne joue aucun rôle. En pratique les temps de désionisation obtenus avec des tubes munis d'éclateurs sont identiques à ceux des tubes sans éclateurs.

4.3.2. Résultats expérimentaux. — Les résultats de l'étude expérimentale illustrent assez bien ce fonctionnement particulier.

Les temps de désionisation obtenus avec les gaz rares purs sont relativement faibles, entre le 1/5e et le 1/10e des temps relevés sur les tubes conventionnels, mais encore trop importants pour beaucoup d'utilisations. Le gaz utilisé en pratique est par conséquent un mélange avec de la vapeur d'eau.

Les figures 19 et 20 montrent quelques résultats d'expérience. L'existence d'une pression donnant un maximum de temps de désionisation, telle qu'elle apparaît sur la figure 20 a été relevée dans plusieurs essais.

4.4. Étude des pertes de puissance à l'émission.

4.4.1. Adaptation. — En régime de décharge stable on trouve un rideau conducteur fortement ionisé et très lumineux sur la fenêtre de couplage. Les particules ionisées produites diffusent vers l'intérieur du guide, mais le gaz ionisé présente une faible impédance U. H. F. et le rideau conducteur est très mince. Le gaz ne se trouvant pas immédia-

tement au contact de la fenêtre ne reçoit pas assez d'énergie pour être ionisé, et le plan conducteur se confond avec le plan de la fenêtre en verre.

La jonction établie par le tube entre l'émetteur et l'antenne se trouve adaptée avec un taux d'ondes stationnaires faible, si la fenêtre a été convenable-

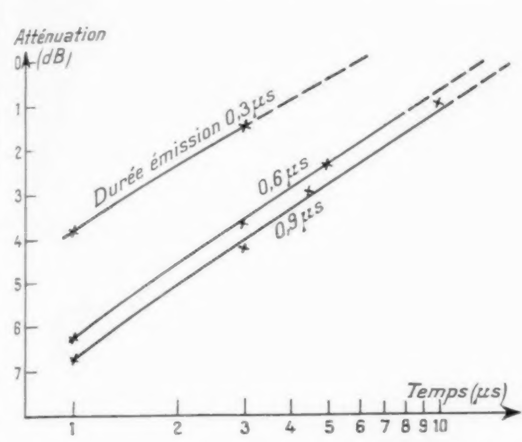


Fig. 19. — Temps de désionisation en fonction de la durée de l'émission. Puissance : 50 kW.

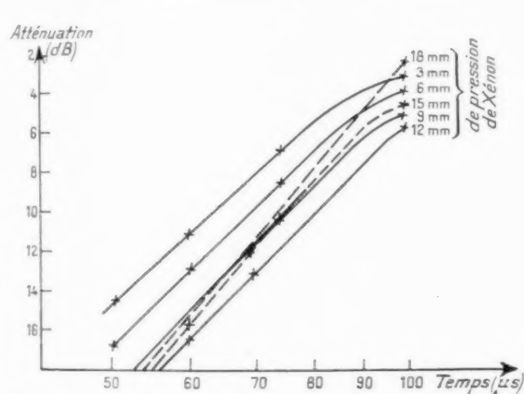


Fig. 20. — Temps de désionisation en fonction de la pression. Puissance : 50 kW; Durée de l'émission : 0,9 µs; Fréquence de répétition : 1000 p/s (sans éclateur).

ment placée dans le même plan que la paroi commune aux deux guides. Il n'y a aucune difficulté à obtenir pratiquement des taux d'ondes stationnaires inférieurs à 1,1.

4.4.2. Pertes résistives. — Toute la puissance transmise à l'antenne est transportée par le courant électronique dans le gaz ionisé recouvrant la fenêtre de couplage total. Si P_E est la puissance délivrée par l'émetteur, ce courant i_A est

$$i_A = \sqrt{\frac{P_E}{Z_0}}, \tag{4.12}$$

où Z_0 est l'impédance du guide.

L'arc ne peut se maintenir que par l'existence d'une certaine tension U. H. F. dans la fenêtre V_A. Les pertes P_A ainsi introduites sont donc

$$P_A = V_A i_A. \tag{4.13}$$

Dans le régime d'arc qui caractérise cette décharge, V_A est constant. Les pertes dans l'arc P_A sont donc proportionnelles à la racine carrée de la puissance émise.

D'après le calcul du paragraphe 4.3, une certaine quantité de puissance est recueillie par la charge incorporée dans le tube. Cette puissance P_C perdue est

$$P_C = \frac{V_A^2}{Z_0}. \tag{4.14}$$

Lorsque l'on cherche à mesurer cette quantité en supprimant la charge et en terminant le tube à cet endroit par une fenêtre de couplage, et un appareil de mesure, la fenêtre s'ionise. Cette mesure n'est donc pas possible. Le calcul ci-dessus indique que

$$P_A = V_A i_A = \sqrt{P_C Z_0}\sqrt{\frac{P_E}{Z_0}} = \sqrt{P_C P_E}. \tag{4.15}$$

D'après les résultats expérimentaux ci-après, P_C est de l'ordre de 100 W crête et est donc entièrement négligeable vis-à-vis de P_A.

4.4.3. Résultats expérimentaux. — Presque toute la puissance absorbée en fonctionnement par un tel tube est donc consommée dans l'entretien de la décharge sur la fenêtre de couplage total. La décharge se comporte bien comme un système à tension constante, comme le montre la courbe $K\sqrt{P_E}$ (K = const.) superposée aux résultats expérimentaux sur la figure 21 (ces mesures sont délicates et manquent de précision).

Ceci veut dire que lorsque la puissance croît, seule l'intensité du courant U. H. F. transporté par la décharge croît. Par suite, la densité des électrons dans cette décharge augmente. C'est donc l'existence d'une certaine puissance U. H. F. dans le guide de l'émetteur qui détermine la densité des électrons dans la décharge et ceci indépendamment de la nature du gaz dans le tube. L'expérience confirme assez bien cette façon de voir, la puissance

absorbée par un tube étant indépendante de la pression d'un gaz rare tel que l'argon entre 3 et 20 mm environ. Par contre, l'addition de vapeur d'eau

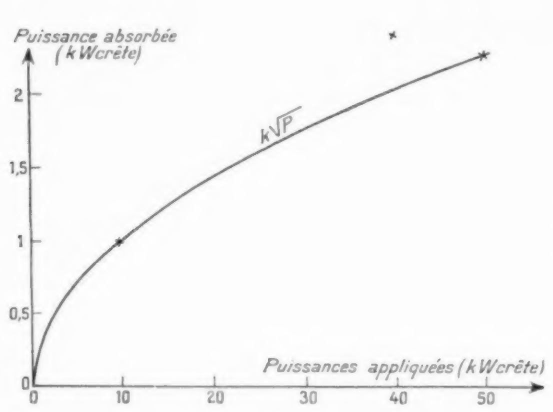


Fig. 21. — Puissance absorbée en fonction de la puissance appliquée. Durée d'émission : 0,9 µs; Fréquence de répétition : 1000 p/s.

introduit des pertes d'une autre sorte. Les molécules d'eau capturent des électrons qu'il faut produire en supplément.

5. RÉSULTATS OBTENUS.

Jusqu'à présent les tubes à couplage total ont été étudiés dans les bandes des 3, 10 et 23 cm. Seul le tube 3 cm a fait l'objet d'une étude poussée et d'un début de fabrication sous la forme décrite dans le texte. Ce tube ACT 120 représenté sur la figure 22 a les caractéristiques suivantes :

Bande passante (Mc/s)	8 600-9 500
Pertes d'insertion (dB)	0,4 à 0,6
Découplage émetteur (dB)	> 20
Pertes dues à l'électrode d'entretien (dB)	< 0,05
Courant d'entretien (µA)	100
Tension d'entretien (V)	300 à 500
Énergie de pointe (erg max.)	0,1
Puissance palier (mW max.)	30
Temps de désionisation à 50 kW pour une atténuation de 3 dB (µs)	< 6
Pertes dans l'arc à 50 kW (dB)	< 0,1
Longueur hors tout (mm)	130
Poids (g)	300

Ce tube est à lui seul le duplexeur complet du radar et ses performances ne peuvent être comparées qu'à d'autres systèmes équivalents. Le gain obtenu apparaît nettement lorsque l'on compare par exemple les pertes d'insertion de ce duplexeur à celles introduites par les systèmes classiques dans la même bande de fréquence :

Système TR large bande + ATR (dB)	0,7 à 2
Système TR large bande double + 2 jonctions hybrides (dB)	0,5 à 1

L'un des avantages principaux retirés de l'utilisation de ce tube vient de la réduction de poids et d'encombrement qui en résulte. La mise en place est encore facilitée par le fait que l'énergie venant du magnétron n'est pas retournée vers ce tube comme dans le cas de l'utilisation du système à jonctions hybrides.

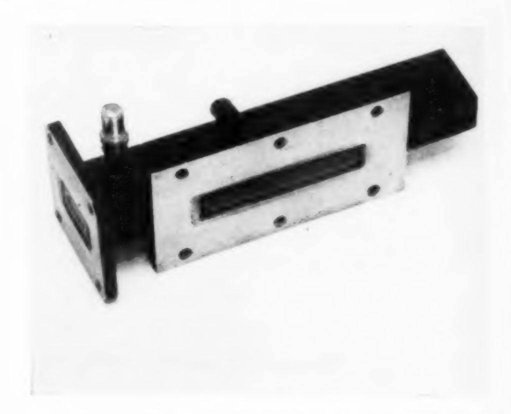


Fig. 22. — Photographie du tube TR ACT 120.

La limite de puissance applicable n'est pas encore connue, les essais n'ayant pas été poursuivis au-delà de 200 kW. Avec ce système de commutation, seules les pertes dans l'arc imposent une limite et il semble possible de les réduire par l'emploi de fenêtres de couplage de formes spéciales et par le choix du mélange de gaz de remplissage.

Dans la bande des 23 cm nous avons étudié un duplexeur à couplage total formé d'une fenêtre et d'un éclateur contenus dans des enceintes étanches séparées. Le gain en volume est très appréciable par rapport au duplexeur à tubes TR à large bande. Il n'a été construit que quelques exemplaires des tubes correspondants, et il est encore trop tôt pour pouvoir indiquer les performances moyennes de ce dispositif.

6. CONCLUSION.

Au cours de cette étude nous n'avons que très brièvement exposé l'influence de quelques para-

mètres parmi le grand nombre de ceux dont on dispose dans la construction d'un tube à couplage total. L'étude d'un tel duplexeur n'en est qu'à ses débuts et les recherches seront poursuivies pour améliorer les dispositifs existants et pour les transposer à d'autres longueurs d'onde.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] L. D. Smullin et C. G. Montgomery, *Microwave duplexers* (série *M. I. T.*, t. 14, New York, Mc Graw-Hill, 1948).

[2] H. Heins, *Electronics*, août 1954, p. 149-151.

[3] Brevet français n° 1.098.658 du 22 janvier 1954.

[4] C. G. Montgomery, R. H. Dicke et E. M. Purcell, *Principles of Microwave circuits* (série *M. I. T.*, t. 8, sect. 14, New York, Mc Graw-Hill, 1948).

[5] H. J. Riblet, *Proc. Inst. Radio Eng.*, fév. 1952, p. 180-184.

[6] Kiyo Tomiyasu et Seymour B. Cohn, *Proc. Inst. Radio Eng.*, juill. 1953, p. 922-926.

[7] N. Marcuvitz, *Waveguide handbook* (série *M.I.T.*, t. 10, New York, Mc Graw-Hill, 1951, p. 399).

[8] C. G. Montgomery, R. H. Dicke et E. M. Purcell, *Principles of Microwave circuits* (série *M. I. T.*, t. 8, New York, Mc Graw-Hill, 1948, p. 348).

Imp. GAUTHIER - VILLARS
55, Quai des Grands-Augustins, PARIS
148712

Dépôt légal, Imprimeur 1956, n° 1099

SOMMAIRE

H. Gutton, H. Familier et B. Ginger. — Étude de la modulation de fréquence appliquée à la mesure des distances. 107

H. Familier et B. Ginger. — Le problème du calibrage dans les systèmes à modulation de fréquence. 118

J. P. Vasseur. — Les transistors à jonctions aux fréquences élevées. 125

P. Palluel. — Récents développements dans le domaine des tubes « Carcinotron O ». . . 145

R. Jean et D. Reverdin. — Le tube de commutation à couplage total. 165

Imp. GAUTHIER - VILLARS

55, Quai des Grands-Augustins, PARIS

148712

Dépôt légal, Imprimeur, 1956, n° 1099

Le Gérant : L. P. BOULANGER

107

118

125

145

165

R